



Modélisation théorique et numérique de la saturation de l'instabilité de diffusion Raman stimulée se développant dans l'interaction laser-plasma.

Thomas Fouquet

► To cite this version:

Thomas Fouquet. Modélisation théorique et numérique de la saturation de l'instabilité de diffusion Raman stimulée se développant dans l'interaction laser-plasma.. Physique [physics]. Ecole Polytechnique X, 2007. Français. NNT: . pastel-00002323

HAL Id: pastel-00002323

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00002323>

Submitted on 28 Jul 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Thèse présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'École Polytechnique

spécialité : Physique

par

Thomas FOUQUET

*Modélisation théorique et numérique de la saturation de
l'instabilité de diffusion Raman stimulée se développant dans
l'interaction laser-plasma*

soutenue le 11 janvier 2007 devant le jury composé de :

M. Guy BONNAUD

Rapporteur

M. Michel CASANOVA

Mme Anne HÉRON

Mme Christine LABAUNE

M. Denis PESME

Directeur de thèse

Mme Caterina RICONDA

M. Wojciech ROZMUS

Invité

M. Vladimir TIKHONCHUK

Rapporteur

Centre de Physique Théorique (CPhT) — Ecole Polytechnique

REMERCIEMENTS

Mes premiers remerciements s'adressent à Denis Pesme, qui fut mon directeur de thèse, pour m'avoir permis de travailler sur cette thématique passionnante de l'interaction laser-plasma et d'intégrer ainsi la communauté de la fusion par confinement inertiel. Merci de m'avoir fait confiance à ma sortie d'Ecole d'Ingénieurs pour mener à bien une partie de la problématique de la saturation du Raman. Sincèrement merci pour votre disponibilité tout au long de ces trois années, votre écoute, votre pédagogie, votre sincérité et votre ouverture d'esprit. Je remercie aussi chaleureusement Stefan Hüller pour sa disponibilité, notamment au début de la thèse où son expérience de la simulation numérique dans l'interaction laser matière m'a très souvent éclairé et aidé. Merci aussi à Michel Casanova pour avoir été un responsable CEA de confiance, qui m'a soutenu dans mon travail durant ces années doctorales.

Plus généralement, je remercie l'ensemble des personnes du Centre de Physique Théorique (CPhT) et en particulier : le Directeur du CPhT - Patrick Mora - pour m'avoir accueilli au CPhT, le personnel administratif - Florence Auger, Fadila Debbou, Malika Lang - pour avoir géré efficacement tous mes dossiers, les informaticiens - Florence Hamet, Stéphane Aicardi, Philippe Beauchet - pour leur réactivité à mes questions.

Mes remerciements s'adressent aussi à Laurent Divol, en poste au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL, Californie), pour avoir rendu mon séjour de trois mois au LLNL très enrichissant pour mon travail de thèse et indirectement pour m'avoir donné le "California spirit" pendant cette période. Sa rigueur scientifique et ses remarques pertinentes m'ont permis d'améliorer mon travail de modélisation numérique.

Je remercie les membres du Jury. En particulier, Wojtek Rozmus pour l'intérêt qu'il a témoigné dans mon travail, ses remarques et ses conseils avisés.

Je remercie également l'ensemble des personnes que j'ai rencontré et avec qui j'ai sympathisé à l'École Polytechnique. Je n'oublie pas mon expérience en tant que président de l'association des doctorants, X'Doc. Ce fut pour moi une implication sincère et dévouée qui s'est intégrée dans le dynamisme de mes études doctorales. Puis ce fut l'occasion de rencontrer beaucoup de personnes intéressantes, avec qui une amitié s'est nouée bien au-delà de simples concordances intellectuelles. Notamment, je remercie Ignacio Pisso et Sylvain Bureau, deux de mes équipiers dans l'aventure X'Doc, pour avoir contribué à la réussite de nos projets et avoir généré de très bons souvenirs qui se trouvent, pour certains, bien au-delà d'événements institutionnels !

Mes remerciements les plus affectueux reviennent à ♥mes parents♥ et à ♥mon frère♥. C'est grâce à leur soutien sans faille que j'ai pu mener dans de bonnes conditions ce doctorat, et cette thèse leur revient en partie.

Table des matières

1. Introduction	1
1.1. Les expériences concernant l'instabilité de diffusion Raman stimulée . . .	3
1.2. Modélisation de type purement fluide	4
1.3. Modélisation de type fluide avec prise en compte des interactions avec les particules : "Zakharov Quasi-Linéaire" et "Décalage de fréquence non- linéaire"	7
1.3.1. Description dite "Zakharov Quasi-Linéaire"	7
1.3.2. Décalage de fréquence non-linéaire et réduction de l'effet Landau	8
1.4. Modélisation de type cinétique : Particle In Cell (PIC) et Vlasov	9
1.4.1. Particle In Cell (PIC)	9
1.4.2. Vlasov	10
1.5. Etat actuel des problèmes à résoudre dans le contexte de la FCI	10
1.6. Objectifs et méthode de travail choisie	12
2. Modélisation théorique de l'instabilité de diffusion Raman stimulée et de sa saturation	15
2.1. Qu'est ce qu'une instabilité paramétrique ?	15
2.1.1. Relation de dispersion des ondes pouvant se propager dans le plasma	16
2.1.2. Instabilités en plasma homogène infini ou fini	17
2.1.3. Instabilité absolue ou convective en plasma inhomogène	20
2.2. Instabilité de diffusion Raman stimulée	25
3. Modélisation de l'instabilité de diffusion Raman stimulée et de sa satura- tion via le couplage avec les ondes sonores	27
3.1. Présentation du modèle	27
3.1.1. Le système d'équations	27
3.1.2. Modélisation des amortissements	33
3.2. Caractérisation paramétrique de l'instabilité de rétrodiffusion Raman stimulée (SRS)	37
3.2.1. Seuil de l'instabilité Raman	38
3.2.2. L'instabilité Raman absolue	38
3.2.3. Longueur critique pour que le plasma de longueur finie soit le siège d'une instabilité	39
3.2.4. L'instabilité Raman convective	39

3.2.5.	Effets d'inhomogénéité	40
3.2.6.	L'instabilité de décomposition électrostatique	41
3.3.	Aspects numériques et algorithmiques	44
3.3.1.	Modélisation du bruit thermique	44
3.3.2.	Méthodes numériques	53
3.3.3.	Résolutions numériques	58
3.4.	Normalisations et Conventions	63
4.	Etude théorique et numérique de la saturation de l'instabilité de rétrodiffusion Raman (SRS) stimulée pour un plasma homogène, dans un espace monodimensionnel	67
4.1.	Robustesse du code sans le couplage aux ondes sonores : SRS en régime d'instabilité absolue	67
4.2.	SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques. Prise en compte des amortissements physiques dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$	72
4.3.	Saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores. Langmuir Decay Instability (LDI) puis "cavitation" ? Prise en compte des amortissements physiques dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$	75
4.4.	Variation de la longueur : effet sur l'échelle temporelle de la réflectivité. Simulations à $k_L \lambda_{De} = 0.22$ avec $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$ puis $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$	87
4.4.1.	SRS sans couplage avec les ondes sonores pour un plasma de longueur $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$	87
4.4.2.	SRS couplée aux ondes acoustiques ioniques pour la même longueur de plasma $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$	89
4.4.3.	SRS couplée aux ondes acoustiques ioniques à $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$	98
4.5.	Loi d'échelle : prédiction analytique et numérique de la réflectivité Raman en régime LDI-cavitation	108
4.5.1.	Réflectivité analytique	108
4.6.	Comparaison du code complet avec un code dit "enveloppé" dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$	114
4.7.	Estimations analytiques de l'importance de la cavitation	125
4.7.1.	Normalisations	125
4.7.2.	Développement de la première instabilité de désintégration électrostatique : premier pic de réflectivité.	126
4.7.3.	Estimation de l'existence de la cavitation [20, 22, 23, 24, 60]	131
5.	Etude théorique et numérique de la saturation de l'instabilité de rétrodiffusion Raman (SRS) stimulée pour un plasma inhomogène, dans un espace monodimensionnel	135
5.1.	SRS seule et couplée aux ondes sonores pour un facteur de gain de Rosenbluth G_{Ros} élevé tel que $(3.5 \leq G_{Ros} \leq 7)$	136
5.1.1.	SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques pour un profil de densité $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$, un éclairage laser $I\lambda^2 = 5 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et une longueur de plasma $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$	136

5.1.2.	Saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores pour un profil de densité $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$, un éclairciment laser $I\lambda^2 = 5 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et une longueur de plasma $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$: comparée au cas SRS seule, la réflectivité est réduite . . .	141
5.2.	SRS seule et couplée aux ondes sonores pour un facteur de gain de Rosenbluth G_{Ros} modéré tel que $(1 \leq G_{Ros} \leq 3.5)$: mécanisme d'"inflation par le LDI"	148
5.2.1.	SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques pour un profil de densité $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$, un éclairciment laser $I\lambda^2 = 2 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et une longueur de plasma $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$	148
5.2.2.	Saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores pour un profil de densité $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$, un éclairciment laser $I\lambda^2 = 2 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et une longueur de plasma $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$: comparée au cas SRS seule, la réflectivité est plus grande ("inflation par le LDI")	151
5.3.	Loi d'échelle empirique	159
6.	Etude numérique de la saturation de l'instabilité de rétrodiffusion Raman (SRS) stimulée pour un plasma homogène et inhomogène, dans un espace bidimensionnel	163
6.1.	Modélisation d'un faisceau laser en deux dimensions d'espace	163
6.1.1.	Faisceau : Onde plane	163
6.1.2.	Faisceau : Gaussien dit Monospeckle	164
6.1.3.	Faisceau : Random Phase Plate (RPP) [62, 63, 64]	165
6.2.	Plasma homogène : faisceau laser plan	166
6.2.1.	SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 128 \frac{c}{\omega_0}$	166
6.2.2.	Onde laser plane : saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 128 \frac{c}{\omega_0}$. . .	170
6.3.	Plasma homogène : faisceau laser monospeckle	179
6.3.1.	SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 256 \frac{c}{\omega_0}$	179
6.3.2.	Onde laser Gaussienne : saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 256 \frac{c}{\omega_0}$	184
6.4.	Plasma homogène : faisceau laser RPP	192
6.4.1.	SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 512 \frac{c}{\omega_0}$	192
6.4.2.	Onde laser RPP : saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 512 \frac{c}{\omega_0}$. . .	196
6.5.	Plasma inhomogène : faisceau laser monospeckle	207
6.5.1.	SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques pour un profil de densité $N_{hydro} = [0.03, 0.17]n_c$, un éclairciment laser $I\lambda^2 = 8 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et un plasma de dimension $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 256 \frac{c}{\omega_0}$	207

6.5.2. Faisceau Gaussien : saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores pour un profil de densité $N_{hydro} = [0.03, 0.17]n_c$, un éclairement laser $I\lambda^2 = 8 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et un plasma de dimension $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 256 \frac{c}{\omega_0}$	213
7. Conclusion	219
A. Amplification spatiale de Rosenbluth dans le cas où SRS n'est pas couplée aux ondes acoustiques ioniques pour un profil linéaire de densité $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$ et une longueur $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$: prise en compte de la déplétion de l'onde laser	223
B. Plasma homogène dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.12$: la cavitation, seule, à l'origine de la saturation de l'instabilité Raman	227
B.1. SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques ; prise en compte des amortissements physiques dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.12$ et $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$. .	227
B.2. Saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores : Langmuir Decay Instability (LDI) puis cavitation ou cavitation uniquement ? Prise en compte des amortissements physiques dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.12$ et $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$	230
C. SRS seule et couplée aux ondes sonores pour un facteur de gain de Rosenbluth G_{Ros} tel que $(G_{Ros} < 6)$	239
C.1. SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques pour un profil de densité $N_{hydro} = [0.005, 0.23]n_c$, un éclairement laser $I\lambda^2 = 3.5 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et une longueur de plasma $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$	240
C.2. Inflation de la réflectivité Raman quand SRS est couplée aux ondes sonores pour un profil de densité $N_{hydro} = [0.005, 0.23]n_c$, un éclairement laser $I\lambda^2 = 3.5 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et une longueur de plasma $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$	241
D. Conférences et Publications	245
D.1. Conférences internationales avec exposé oral de mes travaux - Invitations - Ecoles d'été	245
D.2. Liste des publications en cours de rédaction et en projet	246

Table des figures

3.1.	profil de densité (G) et facteur de gain de Rosenbluth (D) en fonction de l'espace	50
3.2.	<i>Amplification spatiale de Rosenbluth</i> : ondes rétrodiffusées (G) et ondes de Langmuir (D) en fonction de l'espace, à $t = 30000\omega_0^{-1}$, pour quatre points de résonance sélectionnés	51
3.3.	artefacts numériques optimisés pour simuler un plasma inhomogène de longueur $L = 1000\frac{c}{\omega_0}$	60
4.1.	réflectivité en fonction du temps pour $T = [0 : 75000]\omega_0^{-1}$	68
4.2.	onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 75000\omega_0^{-1}$	69
4.3.	onde de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 10000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 75000\omega_0^{-1}$ (D)	69
4.4.	<i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : réflectivité en fonction du temps pour $T = [0 : 80000]\omega_0^{-1}$	72
4.5.	<i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 5000\omega_0^{-1}$	73
4.6.	<i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 5000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 25000\omega_0^{-1}$ (D)	74
4.7.	<i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde incidente en fonction de l'espace à $t = 35000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 80000\omega_0^{-1}$ (D)	74
4.8.	<i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde rétrodiffusée en fonction de l'espace à $t = 35000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 80000\omega_0^{-1}$ (D)	75
4.9.	<i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 35000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 80000\omega_0^{-1}$ (D)	75
4.10.	<i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : réflectivité en fonction du temps pour $T = [0 : 120000]\omega_0^{-1}$	76
4.11.	<i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : ondes sonore et de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 30000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 34000\omega_0^{-1}$ (D)	78
4.12.	<i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : ondes sonore et de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 35000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 37000\omega_0^{-1}$ (D)	78
4.13.	<i>cascade LDI</i> : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 35000\omega_0^{-1}$	79

4.14. <i>cascade LDI</i> : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 38500\omega_0^{-1}$	80
4.15. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : ondes sonore et de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 38500\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 40000\omega_0^{-1}$ (D)	81
4.16. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 38500\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 40000\omega_0^{-1}$ (D)	82
4.17. <i>cascade LDI</i> : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 40000\omega_0^{-1}$	82
4.18. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde de Langmuir seule (G) puis ondes sonore et de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 50000\omega_0^{-1}$	83
4.19. zoom sur $L = [141 : 203]\frac{c}{\omega_0}$ des ondes sonore et de Langmuir à $t = 50000\omega_0^{-1}$	83
4.20. <i>cascade LDI</i> : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 50000\omega_0^{-1}$	84
4.21. onde de Langmuir (G) puis superposée à l'onde sonore à $t = 80000\omega_0^{-1}$ (D)	85
4.22. zoom sur $[45, 155]\frac{c}{\omega_0}$ (G) puis sur $[156, 250]\frac{c}{\omega_0}$ (D) de l'onde sonore et de Langmuir à $t = 80000\omega_0^{-1}$	86
4.23. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 80000\omega_0^{-1}$	86
4.24. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : réflectivités en fonction du temps pour $T = [0 : 80000]\omega_0^{-1}$ aux longueurs $L = 1000\frac{c}{\omega_0}$ (- -) et $L = 500\frac{c}{\omega_0}$ (-)	88
4.25. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde incidente (G), onde rétrodiffusée (C) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 50000\omega_0^{-1}$	88
4.26. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : réflectivité en fonction du temps pour $T = [0 : 120000]\omega_0^{-1}$	90
4.27. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 25000\omega_0^{-1}$	90
4.28. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : ondes sonore et de Langmuir en fonction de l'espace (G) puis zoom sur $L = [75 : 590]\frac{c}{\omega_0}$ (D) à $t = 30000\omega_0^{-1}$	91
4.29. <i>cascade LDI</i> : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 30000\omega_0^{-1}$	91
4.30. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde de Langmuir (G) puis ondes sonore et de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 33000\omega_0^{-1}$	92
4.31. <i>cascade LDI</i> : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 33000\omega_0^{-1}$	93
4.32. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde de Langmuir (G) puis ondes sonore et de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 80000\omega_0^{-1}$	95
4.33. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : zoom sur $L = [250 : 390]\frac{c}{\omega_0}$ (G) et sur $L = [390 : 570]\frac{c}{\omega_0}$ (D) des ondes sonore et de Langmuir à $t = 80000\omega_0^{-1}$	95
4.34. <i>cascade LDI</i> : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 80000\omega_0^{-1}$	96

4.35. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 80000\omega_0^{-1}$	97
4.36. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : réflectivité en fonction du temps pour $T = [0 : 120000]\omega_0^{-1}$	99
4.37. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : ondes sonore et de Langmuir dans tout le plasma (G) puis zoom sur $L = [210 : 555]\frac{c}{\omega_0}$ (D) à $t = 19000\omega_0^{-1}$	99
4.38. <i>cascade LDI</i> : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 19000\omega_0^{-1}$	100
4.39. <i>cascade LDI</i> : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 23000\omega_0^{-1}$	100
4.40. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde de Langmuir (G) puis ondes sonore et de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 23000\omega_0^{-1}$	101
4.41. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde de Langmuir (G) puis ondes sonore et de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 32000\omega_0^{-1}$	102
4.42. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : zoom sur $L = [310 : 390]$ des ondes sonore et de Langmuir à $t = 32000\omega_0^{-1}$	102
4.43. <i>cascade LDI</i> : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 32000\omega_0^{-1}$	103
4.44. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde de Langmuir (G) puis ondes sonore et de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 90000\omega_0^{-1}$	104
4.45. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 90000\omega_0^{-1}$	105
4.46. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : zoom sur $L = [500 : 750]\frac{c}{\omega_0}$ (G) et sur $L = [750 : 850]\frac{c}{\omega_0}$ (D) des ondes sonore et de Langmuir à $t = 90000\omega_0^{-1}$	105
4.47. <i>cascade LDI</i> : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 90000\omega_0^{-1}$	106
4.48. Réflectivité numérique en fonction de la réflectivité analytique pour les cas présentés dans le tableau 4.1. Echelle logarithmique	111
4.49. réflectivité du code complet (G) et réflectivité du code enveloppé (D) en fonction du temps pour $T = [0 : 120000]\omega_0^{-1}$	117
4.50. <i>Modèle d'enveloppe, SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde de Langmuir avant (G), onde de Langmuir arrière (C) et onde sonore (D) en fonction de l'espace à $t = 23000\omega_0^{-1}$	118
4.51. <i>Modèle d'enveloppe, SRS couplée aux ondes sonores</i> : ondes de Langmuir avant et arrière superposées en fonction de l'espace à $t = 28000\omega_0^{-1}$	118
4.52. <i>Modèle d'enveloppe, SRS couplée aux ondes sonores</i> : partie réelle de l'onde sonore en fonction de l'espace à $t = 28000\omega_0^{-1}$	119
4.53. <i>Modèle d'enveloppe, SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde de Langmuir avant (G) et onde de Langmuir arrière (D) en fonction de l'espace à $t = 120000\omega_0^{-1}$	121
4.54. <i>Modèle d'enveloppe, cascade LDI</i> : spectre de l'onde de Langmuir L+ (G) et de l'onde de Langmuir L- (D) en fonction de l'espace à $t = 120000\omega_0^{-1}$	121

4.55. <i>Modèle d'enveloppe, SRS couplée aux ondes sonores</i> : partie réelle de l'onde sonore (G) et module de l'onde sonore (D) en fonction de l'espace à $t = 120000\omega_0^{-1}$	122
4.56. <i>Modèle d'enveloppe, cascade LDI</i> : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 120000\omega_0^{-1}$	123
4.57. <i>Modèle d'enveloppe, SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 120000\omega_0^{-1}$	123
4.58. module de l'onde de Langmuir L+ au point $x = 125\frac{c}{\omega_0}$ (G) et module de l'onde de Langmuir L- au point $x = 125\frac{c}{\omega_0}$ (D) en fonction du temps, pour $T = [0 : 75000]\omega_0^{-1}$ et un plasma de longueur $L = 500\frac{c}{\omega_0}$. Echelle logarithmique en ordonnée. Résultats obtenus avec le code "enveloppé". Paramètres de simulation : $N_{e,ref} = 0.1n_c$, $T_e = 1KeV$, $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$, $k_L\lambda_{De} = 0.22$, $I\lambda^2 = 10^{14}W\mu m^2/cm^2$, semblables à ceux la section précédente. . .	129
5.1. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$</i> : profil de densité en fonction de l'espace (G), gain de Rosenbluth en fonction de l'espace (C) et réflectivité en fonction du temps (D)	137
5.2. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$</i> : onde de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 7500\omega_0^{-1}$ (G), $t = 8500\omega_0^{-1}$ (C) et $t = 10000\omega_0^{-1}$ (D)	137
5.3. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$</i> : ondes incidentes (G) et rétrodiffusées (D) en fonction de l'espace pour $t1 = 7500\omega_0^{-1}$, $t2 = 8500\omega_0^{-1}$ et $t3 = 10000\omega_0^{-1}$	138
5.4. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$</i> : onde de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 11000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 12500\omega_0^{-1}$ (D)	139
5.5. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$</i> : ondes incidentes (G) et rétrodiffusées (D) en fonction de l'espace pour $t1 = 11000\omega_0^{-1}$ et $t2 = 12500\omega_0^{-1}$	139
5.6. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$</i> : onde de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 40000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 50000\omega_0^{-1}$ (D)	140
5.7. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$</i> : onde incidente (G), onde rétrodiffusée (C) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 100000\omega_0^{-1}$	140
5.8. <i>SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$</i> : réflectivités en fonction du temps avec et sans LDI	142
5.9. <i>SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$</i> : onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 7500\omega_0^{-1}$	143
5.10. <i>SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$</i> : onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 11000\omega_0^{-1}$	143
5.11. <i>SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$</i> : onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 12500\omega_0^{-1}$	144
5.12. <i>SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$</i> : ondes incidentes (G) et rétrodiffusées (D) en fonction de l'espace pour $t1 = 7500\omega_0^{-1}$, $t2 = 11000\omega_0^{-1}$ et $t3 = 12500\omega_0^{-1}$	145

5.13. <i>SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: ondes incidentes (G) et rétrodiffusées (D) en fonction de l'espace pour $t1 = 50000\omega_0^{-1}$ et $t2 = 100000\omega_0^{-1}$</i>	146
5.14. <i>SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 50000\omega_0^{-1}$</i>	146
5.15. <i>SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 100000\omega_0^{-1}$</i>	147
5.16. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: profil de densité en fonction de l'espace (G), gain de Rosenbluth en fonction de l'espace (C) et réflectivité en fonction du temps (D)</i>	149
5.17. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: onde de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 30000\omega_0^{-1}$ (G), $t = 40000\omega_0^{-1}$ (C) et $t = 100000\omega_0^{-1}$ (D)</i>	150
5.18. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: ondes incidentes (G) et rétrodiffusées (D) en fonction de l'espace pour $t1 = 30000\omega_0^{-1}$, $t2 = 40000\omega_0^{-1}$ et $t3 = 100000\omega_0^{-1}$</i>	150
5.19. <i>SRS couplée aux ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: réflectivités en fonction du temps avec et sans LDI</i>	152
5.20. <i>SRS couplée aux ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 30000\omega_0^{-1}$</i>	153
5.21. <i>SRS couplée aux ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 34000\omega_0^{-1}$</i>	153
5.22. <i>SRS couplée aux ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: ondes incidentes (G) et rétrodiffusées (D) en fonction de l'espace pour $t1 = 30000\omega_0^{-1}$, $t2 = 34000\omega_0^{-1}$ et $t3 = 40000\omega_0^{-1}$</i>	154
5.23. <i>SRS couplée aux ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 40000\omega_0^{-1}$</i>	155
5.24. <i>SRS couplée aux ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: onde sonore et onde de Langmuir à $t = 100000\omega_0^{-1}$</i>	157
5.25. <i>SRS couplée aux ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: onde incidente et onde rétrodiffusée en fonction de l'espace à $t = 100000\omega_0^{-1}$</i>	157
5.26. <i>réflectivités numériques en fonction de l'éclairement laser en unité $I\lambda^2$ dans le cas de SRS seule (bleu) puis couplée aux ondes sonores (rouge); ceci pour trois profils de densité. profil1 : $N_{hydro} \in [0.09, 0.11]n_c$, profil2 : $N_{hydro} \in [0.08, 0.12]n_c$ et profil3 : $N_{hydro} \in [0.07, 0.13]n_c$, dans la partie "physique du plasma". Les autres paramètres restant fixes : $L = 1000\frac{c}{\omega_0}$, $N_{e,ref} = 0.1n_c$, $T_e = 1KeV$, $T_i = 0.1KeV$, $Z = 1$.</i>	159
6.1. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores : onde incidente dans tout le plasma à $t = 22500\omega_0^{-1}$</i>	167
6.2. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores : onde rétrodiffusée dans tout le plasma avec $E_R _{max} = 1$ à $t = 22500\omega_0^{-1}$</i>	168

6.3. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde de Langmuir à $t = 22500\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 50000\omega_0^{-1}$ (D) dans tout le plasma avec $ E_L _{max}^2 = 3.5$ dans les deux cas	169
6.4. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde incidente (G), onde rétrodiffusée avec $ E_R _{max} = 1$ (C) et onde de Langmuir avec $ E_L _{max}^2 = 4$ (D) dans tout le plasma à $t = 100000\omega_0^{-1}$	169
6.5. réflectivités en fonction du temps pour $T = [0 : 100000]\omega_0^{-1}$ avec et sans couplage au LDI	171
6.6. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde sonore avec $\left \frac{n_s}{N_{hydro}}\right _{moy} = 0.05$ (G) et onde de Langmuir avec $ E_L _{moy}^2 = 3$ (D) dans tout le plasma à $t = 22500\omega_0^{-1}$	172
6.7. <i>cascade LDI</i> : spectre de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 22500\omega_0^{-1}$	172
6.8. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée avec $ E_R _{max} = 0.8$ (D) dans tout le plasma à $t = 22500\omega_0^{-1}$	173
6.9. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde sonore avec $\left \frac{n_s}{N_{hydro}}\right _{moy} = 0.08$ (G) et onde de Langmuir avec $ E_L _{moy}^2 = 4$ (D) dans tout le plasma à $t = 33000\omega_0^{-1}$	174
6.10. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde sonore avec $\left \frac{n_s}{N_{hydro}}\right _{moy} = 0.09$ (G) et onde de Langmuir avec $ E_L _{moy}^2 = 1.5$ (D) dans tout le plasma à $t = 50000\omega_0^{-1}$	176
6.11. <i>cascade LDI</i> : spectre de l'onde sonore (G), de l'onde de Langmuir pour $K_x > 0$ (C) et de l'onde de Langmuir pour $K_x < 0$ (D) à $t = 50000\omega_0^{-1}$	176
6.12. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée avec $ E_R _{max} = 0.3$ (D) dans tout le plasma à $t = 100000\omega_0^{-1}$	177
6.13. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde sonore avec $\left \frac{n_s}{N_{hydro}}\right _{moy} = 0.12$ (G) et onde de Langmuir avec $ E_L _{moy}^2 = 1.5$ (D) sur $L_x = [0 : 732]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [0 : 3000]$ sur le maillage), $L_y = [0 : 128]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [0 : 64]$ sur le maillage) à $t = 100000\omega_0^{-1}$	178
6.14. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde incidente dans tout le plasma à $t = 10000\omega_0^{-1}$	180
6.15. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde rétrodiffusée avec $ E_R _{max} = 0.6$ (G) et onde de Langmuir avec $ E_L _{max}^2 = 1.3$ (D) dans tout le plasma à $t = 10000\omega_0^{-1}$	181
6.16. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde incidente (G), onde rétrodiffusée avec $ E_R _{max} = 0.9$ (C) et onde de Langmuir avec $ E_L _{max}^2 = 3.5$ (D) dans tout le plasma à $t = 30000\omega_0^{-1}$	182
6.17. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde incidente (G), onde rétrodiffusée avec $ E_R _{max} = 0.6$ (C) et onde de Langmuir avec $ E_L _{max}^2 = 3$ (D) dans tout le plasma à $t = 80000\omega_0^{-1}$	183

6.18. réflectivités en fonction du temps pour $T = [0 : 80000]\omega_0^{-1}$ avec et sans couplage au LDI	185
6.19. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde sonore avec $\left \frac{n_s}{N_{hydro}}\right _{moy} = 0.095$ (G) et onde de Langmuir avec $ E_L _{moy}^2 = 3$ (D) sur $L_x = [85 : 214]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [350 : 875]$ sur le maillage), $L_y = [86 : 166]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [43 : 83]$ sur le maillage) à $t = 11500\omega_0^{-1}$	186
6.20. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée avec $ E_R _{max} = 0.6$ (D) dans tout le plasma à $t = 11500\omega_0^{-1}$	186
6.21. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde sonore avec $\left \frac{n_s}{N_{hydro}}\right _{moy} = 0.4$ (G) et onde de Langmuir avec $ E_L _{moy}^2 = 6$ (D) sur $L_x = [61 : 549]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [250 : 2250]$ sur le maillage), $L_y = [70 : 184]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [35 : 92]$ sur le maillage) à $t = 15500\omega_0^{-1}$	187
6.22. <i>cascade LDI</i> : spectre de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 15500\omega_0^{-1}$	188
6.23. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée avec $ E_R _{max} = 0.6$ (D) dans tout le plasma à $t = 15500\omega_0^{-1}$	188
6.24. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde sonore avec $\left \frac{n_s}{N_{hydro}}\right _{moy} = 0.3$ (G) et onde de Langmuir avec $ E_L _{moy}^2 = 4$ (D) sur $L_x = [61 : 781]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [250 : 3200]$ sur le maillage), $L_y = [84 : 166]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [42 : 83]$ sur le maillage) à $t = 80000\omega_0^{-1}$	190
6.25. <i>cascade LDI</i> : spectre de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 80000\omega_0^{-1}$	191
6.26. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée avec $ E_R _{max} = 0.25$ (D) dans tout le plasma à $t = 80000\omega_0^{-1}$	191
6.27. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde incidente dans tout le plasma à $t = 17500\omega_0^{-1}$	193
6.28. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde rétrodiffusée avec $ E_R _{max} = 2$ (G) et onde de Langmuir avec $ E_L _{max}^2 = 35$ (D) dans tout le plasma à $t = 17500\omega_0^{-1}$	194
6.29. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde incidente (G), onde rétrodiffusée avec $ E_R _{max} = 2.2$ (C) et onde de Langmuir avec $ E_L _{max}^2 = 42$ (D) dans tout le plasma à $t = 35000\omega_0^{-1}$	194
6.30. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde incidente (G), onde rétrodiffusée avec $ E_R _{max} = 2.5$ (C) dans tout le plasma et onde de Langmuir avec $ E_L _{max}^2 = 45$ (D) sur $L_x = [95 : 464]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [390 : 1900]$ sur le maillage), $L_y = [100 : 460]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [50 : 230]$ sur le maillage) à $t = 75000\omega_0^{-1}$	195
6.31. réflectivités en fonction du temps pour $T = [0 : 75000]\omega_0^{-1}$ avec et sans couplage au LDI	197

6.32. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde sonore avec $ \frac{n_s}{N_{hydro}} _{moy} = 0.06$ (G), onde de Langmuir avec $ E_L _{moy}^2 = 25$ (C) sur $L_x = [93 : 201] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [380 : 825]$ sur le maillage), $L_y = [222 : 268] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [111 : 134]$ sur le maillage) et onde de Langmuir avec $ E_L _{moy}^2 = 25$ (D) sur $L_x = [49 : 537] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [200 : 2200]$ sur le maillage), $L_y = [180 : 460] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [90 : 230]$ sur le maillage) à $t = 7000\omega_0^{-1}$	198
6.33. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde incidente avec $ E_0 _{max} = 2.5$ (G) et onde rétrodiffusée avec $ E_R _{max} = 2$ (D) dans tout le plasma à $t = 7000\omega_0^{-1}$	199
6.34. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde sonore avec $ \frac{n_s}{N_{hydro}} _{moy} = 0.6$ (G) et onde de Langmuir avec $ E_L _{moy}^2 = 15$ (D) sur $L_x = [85 : 317] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [350 : 1300]$ sur le maillage), $L_y = [220 : 420] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [110 : 210]$ sur le maillage) à $t = 8000\omega_0^{-1}$	199
6.35. <i>cascade LDI</i> : spectre de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 8000\omega_0^{-1}$	200
6.36. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde sonore avec $ \frac{n_s}{N_{hydro}} _{moy} = 0.7$ (G) et onde de Langmuir avec $ E_L _{moy}^2 = 35$ (D) sur $L_x = [61 : 915] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [250 : 3750]$ sur le maillage), $L_y = [130 : 450] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [65 : 225]$ sur le maillage) à $t = 17500\omega_0^{-1}$	202
6.37. <i>cascade LDI</i> : spectre de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 17500\omega_0^{-1}$	202
6.38. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde incidente avec $ E_0 _{max} = 2.5$ (G) et onde rétrodiffusée avec $ E_R _{max} = 1.2$ (D) dans tout le plasma à $t = 17500\omega_0^{-1}$	203
6.39. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde sonore avec $ \frac{n_s}{N_{hydro}} _{moy} = 0.65$ (G) et onde de Langmuir avec $ E_L _{moy}^2 = 25$ (D) sur $L_x = [85 : 769] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [350 : 3150]$ sur le maillage), $L_y = [170 : 430]$ ($L_y = [85 : 215]$ sur le maillage) à $t = 75000\omega_0^{-1}$	204
6.40. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde incidente avec $ E_0 _{max} = 3$ (G) et onde rétrodiffusée avec $ E_R _{max} = 0.5$ (D) dans tout le plasma à $t = 75000\omega_0^{-1}$	205
6.41. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$</i> : profil de densité en fonction de l'espace longitudinal (G), gain de Rosenbluth en fonction de l'espace longitudinal et calculé pour $I\lambda^2 = 8 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ (D)	208
6.42. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$</i> : réflectivité en fonction du temps	208
6.43. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$</i> : onde incidente dans tout le plasma à $t = 7500\omega_0^{-1}$	209

- 6.44. *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.1$ dans tout le plasma (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{max}^2 = 0.7$ sur $L_x = [366 : 671] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [1500 : 2750]$ sur le maillage), $L_y = [20 : 250] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [10 : 125]$ sur le maillage) (D) à $t = 7500\omega_0^{-1}$ 210*
- 6.45. *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde incidente (G), onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.18$ (C) dans tout le plasma et onde de Langmuir avec $|E_L|_{max}^2 = 3.5$ sur $L_x = [415 : 622] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [1700 : 2550]$ sur le maillage), $L_y = [80 : 168] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [40 : 84]$ sur le maillage) (D) à $t = 15000\omega_0^{-1}$ 211*
- 6.46. *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde incidente (G), onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.2$ (C) dans tout le plasma et onde de Langmuir avec $|E_L|_{max}^2 = 7$ sur $L_x = [439 : 622] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [1800 : 2550]$ sur le maillage), $L_y = [80 : 174] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [40 : 87]$ sur le maillage) (D) à $t = 25000\omega_0^{-1}$ 212*
- 6.47. *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde incidente (G), onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.18$ (C) dans tout le plasma et onde de Langmuir avec $|E_L|_{max}^2 = 12$ sur $L_x = [427 : 574] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [1750 : 2375]$ sur le maillage), $L_y = [80 : 166] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [40 : 83]$ sur le maillage) (D) à $t = 50000\omega_0^{-1}$ 212*
- 6.48. *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: profil de densité en fonction de l'espace longitudinal (G), gain de Rosenbluth en fonction de l'espace longitudinal et calculé pour $I\lambda^2 = 8 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ (D) . . 213*
- 6.49. *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: réflectivités en fonction du temps avec et sans LDI 214*
- 6.50. *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde sonore avec $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} = 0.55$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 0.6$ (D) sur $L_x = [268 : 708] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [1100 : 2900]$ sur le maillage), $L_y = [10 : 250] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [5 : 125]$ sur le maillage) à $t = 7500\omega_0^{-1}$ 215*
- 6.51. *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde incidente (G) et onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.09$ (D) dans tout le plasma à $t = 7500\omega_0^{-1}$ 215*
- 6.52. *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde sonore avec $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} = 0.75$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 0.35$ (D) sur $L_x = [268 : 708] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [1100 : 2900]$ sur le maillage), $L_y = [10 : 250] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [5 : 125]$ sur le maillage) à $t = 15000\omega_0^{-1}$ 216*
- 6.53. *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde sonore avec $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} = 0.5$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 0.5$ (D) sur $L_x = [268 : 708] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [1100 : 2900]$ sur le maillage), $L_y = [10 : 250] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [5 : 125]$ sur le maillage) à $t = 50000\omega_0^{-1}$ 217*

6.54. <i>SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde incidente (G) et onde rétrodiffusée avec $E_R _{max} = 0.06$ (D) dans tout le plasma à $t = 50000\omega_0^{-1}$</i>	218
A.1. profil de densité en fonction de l'espace (G) et facteur d'amplification de Rosenbluth en fonction de l'espace (D)	224
A.2. <i>Amplification spatiale de Rosenbluth</i> : ondes incidentes en fonction de l'espace, à $t = 30000\omega_0^{-1}$, pour quatre points de résonance sélectionnés	225
A.3. <i>Amplification spatiale de Rosenbluth</i> : ondes rétrodiffusées (G) et ondes de Langmuir (D) en fonction de l'espace, à $t = 30000\omega_0^{-1}$, pour quatre points de résonance sélectionnés	225
A.4. <i>Amplification spatiale de Rosenbluth</i> : onde rétrodiffusée en fonction de l'espace, à $t = 30000\omega_0^{-1}$, pour la résonance sélectionnée au centre du plasma	226
B.1. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : réflectivité en fonction du temps pour $T = [0 : 80000]\omega_0^{-1}$	228
B.2. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde incidente (G), onde rétrodiffusée (C) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 5000\omega_0^{-1}$	228
B.3. <i>SRS sans couplage avec les ondes sonores</i> : onde incidente (G), onde rétrodiffusée (C) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 50000\omega_0^{-1}$	229
B.4. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : réflectivité en fonction du temps pour $T = [0 : 120000]\omega_0^{-1}$	230
B.5. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : ondes sonore et de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 18500\omega_0^{-1}$	231
B.6. <i>cascade LDI</i> : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 18500\omega_0^{-1}$	231
B.7. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 18500\omega_0^{-1}$	232
B.8. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde de Langmuir (G) puis ondes sonore et de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 21000\omega_0^{-1}$	232
B.9. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : zoom sur $L = [100 : 152]\frac{c}{\omega_0}$ (G) et $L = [160 : 200]\frac{c}{\omega_0}$ (D) des ondes sonore et de Langmuir à $t = 21000\omega_0^{-1}$	233
B.10. <i>cascade LDI</i> : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 21000\omega_0^{-1}$	233
B.11. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 21000\omega_0^{-1}$	234
B.12. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde de Langmuir (G) puis ondes sonore et de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 35000\omega_0^{-1}$	234
B.13. <i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : zoom sur $L = [160 : 245]\frac{c}{\omega_0}$ (G) et $L = [295 : 347]\frac{c}{\omega_0}$ (D) des ondes sonore et de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 35000\omega_0^{-1}$	235

B.14.	<i>cascade LDI</i> : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 35000\omega_0^{-1}$	235
B.15.	<i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 35000\omega_0^{-1}$	236
B.16.	<i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 120000\omega_0^{-1}$	236
B.17.	<i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : zoom sur $L = [280 : 353]\frac{c}{\omega_0}$ (G) et $L = [410 : 525]\frac{c}{\omega_0}$ (D) des ondes sonore et de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 120000\omega_0^{-1}$	237
B.18.	<i>cascade LDI</i> : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 120000\omega_0^{-1}$	237
B.19.	<i>SRS couplée aux ondes sonores</i> : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 120000\omega_0^{-1}$	238
C.1.	fonction fp en fonction de l'espace pour un domaine de simulation $L = 2000\frac{c}{\omega_0}$	239
C.2.	<i>SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $G_{Ros} < 6$</i> : profil de densité en fonction de l'espace (G), gain de Rosenbluth en fonction de l'espace (C) et réflectivité en fonction du temps (D)	240
C.3.	<i>SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $G_{Ros} < 6$</i> : onde incidente (G), onde rétrodiffusée (C) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace pour $t = 100000\omega_0^{-1}$	241
C.4.	<i>SRS couplée aux ondes sonores pour $G_{Ros} < 6$</i> : profil de densité en fonction de l'espace (G), gain de Rosenbluth en fonction de l'espace (C) et réflectivité en fonction du temps (D)	242
C.5.	<i>SRS couplée aux ondes sonores pour $G_{Ros} < 6$</i> : onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace pour $t = 100000\omega_0^{-1}$	242
C.6.	<i>SRS couplée aux ondes sonores pour $G_{Ros} < 6$</i> : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace pour $t = 100000\omega_0^{-1}$	243

Liste des tableaux

4.1. Valeurs des paramètres physiques associés à chacun des cas simulés . . .	111
---	-----

1. Introduction

Dans le contexte actuel du réchauffement climatique global de la planète et à une période où les gouvernements défendent des politiques énergétiques dans l'objectif d'un développement durable et vivable pour les générations futures, la fusion thermonucléaire se positionne comme une des solutions d'avenir majeures pour la production d'une énergie propre et quasi inépuisable. Il est très vraisemblable qu'elle remplacera à terme la fission utilisée actuellement dans les centrales nucléaires (35% de l'électricité est d'origine nucléaire en Europe et près de 80% en France), car même si la réaction de fission n'émet pas de gaz à effet de serre, la question primordiale du traitement des déchets radioactifs à long terme reste posée. La fusion évite ce problème car elle est obtenue par la réaction de deux noyaux isotopes de l'hydrogène, le ***Deutérium*** présent en abondance dans les océans et le ***Tritium*** formé à partir du Lithium présent dans la croûte terrestre, qui fusionnent pour créer un noyau plus lourd, celui de l'hélium. La réaction de fusion est la suivante :



ce qui correspond à la libération d'une très forte quantité d'énergie par unité de masse.

La **Fusion par Confinement Inertiel** (FCI) est l'une des voies prometteuses pour produire de l'énergie par fusion. Son principe consiste à utiliser l'énergie de faisceaux laser (ou l'énergie du rayonnement X obtenu par conversion X des faisceaux laser) pour comprimer et chauffer une capsule contenant un mélange de Deutérium-Tritium. Dans cette approche, les temps caractéristiques des processus mis en jeu sont la nanoseconde et les éclaircissements $I\lambda^2$ des faisceaux laser, caractérisant les processus nonlinéaires laser plasma, sont de l'ordre de 10^{13} à quelques $10^{15}W\mu m^2/cm^2$ où les longueurs d'onde λ employées actuellement sont entre $\frac{1}{3}$ et $1\mu m$. Ce sont ces domaines de paramètres que nous allons considérer dans ce manuscrit.

Deux schémas d'implosion de la microbille sont actuellement étudiés : l'**attaque directe et indirecte**.

Dans l'*attaque directe*, on irradie, comme son nom l'indique, directement la capsule par des faisceaux laser de façon à maximiser l'efficacité du transfert de l'énergie lumineuse vers l'énergie thermique du plasma. De façon à ce que l'irradiation soit la plus uniforme possible, il est nécessaire d'utiliser un grand nombre de faisceaux laser (plusieurs centaines) de façon à ce que l'écart à l'uniformité ne dépasse pas un seuil qui est estimé actuellement comme étant de l'ordre de 0.4%.

Dans l'attaque indirecte, on utilise le rayonnement X obtenu par conversion X du faisceau laser de façon à assurer cette très bonne uniformité nécessaire. La cible est placée dans une cavité cylindrique, appelée hohlraum, dont le matériau a un fort numéro atomique (usuellement de l'or). Le rayonnement laser est absorbé dans le hohlraum et est converti en un rayonnement X qui réalise l'implosion. La cible est donc immergée dans l'équivalent d'un "four" émettant un rayonnement proche de celui du "corps noir", ce qui assure l'uniformité du rayonnement recherchée.

Le **Laser MégaJoule** (LMJ), en construction sur le site du Commissariat à l'Energie Atomique CESTA (Centre d'Etudes Scientifiques et Techniques d'Aquitaine) à Bordeaux, est initialement destiné à utiliser l'approche de l'attaque indirecte. Il sera constitué de 240 faisceaux laser devant délivrer une énergie de l'ordre de 2MJ.

Dans les deux approches, directe ou indirecte, les faisceaux laser doivent se propager dans le plasma, entourant la cible, rapidement formé par interaction laser-matière. Il existe alors une compétition entre l'absorption dite "thermique" (par laquelle l'énergie lumineuse est transférée aux populations électroniques et ioniques thermiques, par opposition aux populations "suprathermiques" ou "chaudes") via le mécanisme de Bremsstrahlung inverse, et les mécanismes d'absorption non-thermiques qui peuvent résulter de la croissance d'**instabilités paramétriques** et qui tendent à réduire l'efficacité du transfert de l'énergie lumineuse sous forme d'énergie thermique au plasma.

Les **instabilités paramétriques** [1] correspondent à des couplages résonnants à trois ou quatre ondes. Ces instabilités peuvent être rangées en deux classes de processus : les processus qui peuvent affecter directement la propagation du faisceau laser (l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée, l'**instabilité de diffusion Raman stimulée**, les instabilités de filamentation) et les processus qui sont associés à une absorption anormale de la lumière (l'instabilité de désintégration à deux plasmons, l'instabilité de décomposition électromagnétique). Pour expliquer les niveaux de réflectivité obtenus dans les expériences d'interaction laser-plasma, et de façon générale pour être prédictif, il est nécessaire de comprendre les mécanismes de saturation non-linéaire de ces instabilités paramétriques.

L'**instabilité de diffusion Raman stimulée** (SRS) provient d'un couplage à trois ondes dans lequel l'onde laser incidente se couple à une onde transverse (dite diffusée) et à une onde longitudinale de type onde plasma électronique, encore appelée onde de Langmuir. A forte amplitude, une onde de Langmuir donne naissance à des électrons suprathermiques. Ces derniers sont alors en mesure de préchauffer le coeur de la cible, et de là à réduire sa compression.

L'un des processus de saturation de l'instabilité Raman est l'instabilité de décomposition électrostatique. Cette instabilité correspond au couplage résonnant de l'onde de Langmuir générée par l'instabilité Raman avec une onde acoustique ionique d'une part et une autre onde de Langmuir d'autre part. Ce processus de saturation non-linéaire est connu sous le nom de **Langmuir Decay Instability** (LDI) [2].

Depuis plus de trente ans, de nombreuses études théoriques et numériques ont approché ce problème de la saturation non-linéaire de l'instabilité Raman, par des modélisations qui ont été de type fluide ou de type cinétique (ces notions seront précisées dans la suite).

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit concerne la saturation nonlinéaire de l'instabilité de diffusion Raman stimulée dans le contexte de la FCI. Dans la suite de cette introduction, nous allons préciser l'originalité de notre travail et justifier la stratégie d'étude suivie en effectuant une comparaison avec les modèles existants et les résultats déjà établis dans ce domaine.

1.1. Les expériences concernant l'instabilité de diffusion Raman stimulée

Les premières observations expérimentales de l'instabilité Raman dans un plasma ont été effectuées au cours des années 70 [3]. Dans les années 80 et dans le cadre de la FCI par attaque indirecte, plusieurs investigations tant théoriques qu'expérimentales [4, 5, 6, 7] (par les équipes du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI, Ecole Polytechnique, France), du Los Alamos National Laboratory (LANL, Trident, Los Alamos) et du Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL, Nova, Livermore)), facilitées par le diagnostic de diffusion Thomson, ont été entreprises. Cela a permis d'observer la signature du Raman par la présence d'ondes plasmas de type électronique correspondant au couplage résonnant à trois ondes associé à l'instabilité Raman et d'en interpréter la physique sous-jacente. Il apparaissait alors que la réflectivité observée et celle prédite par la théorie linéaire de SRS pouvait être différente de près d'un facteur 10, ce qui laissait présager que des phénomènes de type non-linéaire (couplage avec la dynamique ionique, par exemple) devaient saturer l'instabilité Raman. Pour prouver cette conjecture, plusieurs modélisations théoriques et numériques ont vu le jour (cf. sections suivantes), guidées par l'objectif d'être prédictif quant au niveau de réflectivité Raman dans des expériences de type LMJ.

Dans les années 90, les équipes du LULI, du LLNL, et du LANL ont pu associer le faible niveau du taux de rétrodiffusion Raman (par rapport aux prédictions théoriques linéaires) à la présence d'ondes sonores de forte amplitude. De façon plus précise, le diagnostic de diffusion Thomson a permis d'observer la signature spectrale du LDI :

- dans des cas (LULI) [8, 9, 10, 11] où l'éclairement laser est de l'ordre de $I\lambda^2 \sim 10^{14} W\mu m^2/cm^2$ avec $\lambda = 1.053\mu m$ pour $T_e = 0.5 KeV$, la quantité caractéristique fondamentale $k_L\lambda_{De}$ (où k_L est le nombre d'onde fondamental de l'onde de Langmuir générée par l'instabilité Raman et λ_{De} la longueur de Debye électronique) étant de l'ordre de $k_L\lambda_{De} \sim 0.15$
- dans des cas (Trident, Nova) [12, 13, 9] où l'éclairement laser est de l'ordre de $I\lambda^2 \sim$

$10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ avec $\lambda = 0.3 \mu m$ pour $T_e \sim 1.5 - 2 KeV$, la quantité $k_L \lambda_{De}$ étant alors de l'ordre de $k_L \lambda_{De} \sim 0.23$

Tous ces résultats ont donc confirmé (dans des cas où l'éclairement laser est modéré, $I \lambda^2 \sim 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$) que le LDI était bien l'un des processus de saturation non-linéaire de l'instabilité Raman mis en jeu dans le régime $k_L \lambda_{De} \leq 0.25$.

1.2. Modélisation de type purement fluide

Les premiers travaux de modélisation se sont basés sur l'approche dite de couplage d'ondes, dans laquelle l'instabilité de diffusion Raman et sa saturation non-linéaire via son couplage avec les ondes sonores sont modélisées par un système d'équations aux dérivées partielles couplées dont les seules variables sont les variables d'espace et de temps (c'est ce qu'il est convenu d'appeler description "fluide").

Il est possible de décomposer cette approche en trois catégories :

catégorie 1. Les équations de couplage d'ondes sont enveloppées dans le sens où les opérateurs aux dérivées partielles en temps et en espace longitudinal sont du premier ordre : *les équations satisfont alors l'approximation dite paraxiale.*

L'opérateur paraxial D_{parax} de propagation de toutes les ondes s'écrit donc sous la forme suivante :

$$D_{parax} = i(\partial_t + v_{g\alpha} \partial_x) + \frac{v_{g\alpha}}{2k_\alpha} \nabla_\perp^2 \quad (1.1)$$

$v_{g\alpha}$ désignant la vitesse de groupe de l'onde α considérée et k_α son nombre d'onde.

Cette modélisation est parfaitement valide pour la simulation de la rétrodiffusion ou de la diffusion vers l'avant de l'instabilité Raman seule.

Des études ont cherché à modéliser la cascade d'ondes plasmas générées par l'instabilité LDI via des équations couplées du premier ordre en espace-temps entre ondes plasma de type électroniques et ioniques. Les premiers travaux entrepris par Heikkinen et Karttunen [14, 15] investigaient la saturation du Raman par trois cascades LDI. Dans cette limite, ils trouvaient que le niveau de saturation de la réflectivité Raman dépendait de l'amortissement des ondes acoustiques ioniques quand le niveau de rétrodiffusion Raman était relativement faible, mais que cette dépendance s'amenuisait dans des régimes où l'onde laser était fortement déplétée. En ce sens, ces résultats furent initiateurs dans la modélisation de la saturation de l'instabilité Raman par couplages d'ondes.

Néanmoins, il s'est avéré qu'opérer ainsi, par approximation d'enveloppe sur les ondes plasmas, était erroné car on omettait des phénomènes non-linéaires importants et susceptibles de jouer un rôle majeur dans le niveau de saturation de l'instabilité Raman comme la cascade LDI complète et d'autre part le *collapse* [16] des ondes plasmas.

Notons dès à présent que nous préférons dans la suite utiliser le terme de *cavitation* à la place de collapse. L'appellation collapse est trop souvent utilisée de façon erronée en géométrie monodimensionnelle et bidimensionnelle (qui est la dimension critique pour ce phénomène), alors que c'est un phénomène principalement tridimensionnel. *En notre sens, la cavitation symbolise la situation où les ondes de Langmuir sont piquées dans des creux de déplétion de densité ionique.*

catégorie 2. Les équations de couplages d'ondes sont enveloppées en temps et en espace (toujours suivant l'axe longitudinal) pour les ondes transverses (c'est à dire l'onde laser incidente et l'onde rétrodiffusée ou antédiffrusée Raman, dans le cadre de l'instabilité Raman) qui satisfont l'approximation paraxiale 1.1 et de type **équations de Zakharov** [17] pour les ondes de Langmuir et les ondes sonores :

- *pour les ondes de Langmuir*, l'opérateur temporel est du premier ordre mais on garde le Laplacien spatial complet, sans aucune approximation de type paraxiale.

On écrit donc l'opérateur D_L décrivant la propagation de l'onde de Langmuir sous la forme :

$$D_L = i\partial_t + \frac{v_{g\alpha}}{2k_\alpha} \nabla^2$$

- *pour les ondes sonores*, les opérateurs aux dérivées partielles sont du second ordre en temps et en espace ; aucune approximation n'est donc effectuée.

On écrit ainsi l'opérateur D_s décrivant la propagation de l'onde sonore sous la forme :

$$D_s = \partial_t^2 - c_s^2 \nabla^2$$

où c_s est la vitesse acoustique ionique.

Le couplage des ondes de Langmuir avec les ondes sonores suivant le modèle des équations de Zakharov fut testé en premier lieu [18, 19] pour une géométrie périodique et monodimensionnelle, dans le cadre de comparaisons à des expériences [4]. Ce système d'équations de Zakharov a permis l'interprétation théorique de résultats expérimentaux, ce qui a donné l'élan à un ensemble d'études visant à modéliser la saturation non-linéaire de l'instabilité Raman par couplage aux équations de Zakharov. De plus, étant donné les limites de validité du modèle d'enveloppe de la catégorie 1, cette modélisation de type Zakharov a été utilisée depuis la fin des années 80 [20, 21, 22, 23, 24, 25, 26] jusqu'à aujourd'hui.

Ce modèle d'équations ne fait donc aucune approximation d'enveloppe spatiale dans les équations des ondes de Langmuir et sonores, ce qui permet de décrire tous les phénomènes non-linéaires de type "fluide" résultant du couplage ondes de Langmuir - ondes sonores (LDI et cavitation) par couplages successifs entre ondes plasmas (électroniques et ioniques). On se rapproche donc d'un modèle réaliste pour les comparaisons avec les expériences, les mécanismes absents dans cette description étant principalement les effets cinétiques (cf. section 1.4).

catégorie 3. Les équations de couplage d'onde sont complètes, du second ordre en temps et en espace, pour toutes les ondes : transverses, plasmas électroniques et ioniques. Dans ce cas, l'opérateur D_α décrivant la propagation des ondes transverses et de plasma électronique est de la forme :

$$D_\alpha = \partial_t^2 + \omega_{pe}^2 - c_\alpha^2 \nabla^2$$

ω_{pe} désignant la pulsation de plasma électronique et c_α la quantité telle que $c_\alpha^2 = v_{g\alpha} \frac{\omega_\alpha}{k_\alpha}$, ω_α et k_α étant respectivement la pulsation et le nombre d'onde de l'onde α .

Le fait qu'aucune approximation d'enveloppe ne soit effectuée permet à tous les couplages d'ondes et donc toutes les instabilités paramétriques et les phénomènes de non-linéaire de type fluide d'être correctement décrits. C'est l'avantage premier de ce type de modélisation car au plus proche de la réalité physique, les effets cinétiques restent cependant absents dans cette description fluide.

Cette modélisation a entre-autres été utilisée par Guy Bonnaud [27, 28] qui a étudié dans les années 85 la saturation de l'instabilité Raman par couplage avec la dynamique ionique. Outre la confirmation que les ondes sonores jouent bien un rôle important dans le processus de saturation des ondes de Langmuir, Guy Bonnaud a montré l'existence d'un processus de conversion des ondes plasmas en des ondes dites de Bloch [1, 29, 30] qui peuvent également intervenir dans la saturation du Raman. Néanmoins, on verra dans ce manuscrit que ces ondes de Bloch ne semblent pas être des acteurs majeurs dans l'enchaînement des phénomènes physiques qui conduisent à cette saturation, pour les paramètres considérés dans cette thèse.

Par ailleurs, la résolution de ce type de modèle est assez lourd numériquement, ce qui limite à la fois les longueurs de plasma envisagées (pas plus de $40\lambda_0$ avec $\lambda_0 = 1.06\mu m$ où λ_0 est la longueur d'onde laser, pour une géométrie monodimensionnelle dans les simulations réalisées par Guy Bonnaud) et donc une approche multidimensionnelle, ainsi que les temps de calcul (en unité de pulsation laser ω_0 , typiquement pas plus de $30000\omega_0^{-1}$ dans les simulations réalisées par Guy Bonnaud).

C'est pour cette raison que nous avons choisi une modélisation correspondant à la catégorie 2, l'objectif final de cette étude étant le développement d'un code prédictif capable de simuler la saturation nonlinéaire de l'instabilité Raman dans un plasma multidimensionnel (plusieurs milliers de longueur d'onde).

Par ailleurs, il faut conserver à l'esprit que la description fluide traditionnelle ne prend pas en compte les effets cinétiques. Or, des études récentes, dans les années 1999 et 2000, ont montré que les effets cinétiques (associés à l'interaction résonnante ondes-particules) pouvaient jouer un rôle majeur dans l'estimation du niveau de saturation de l'instabilité Raman. Il est donc nécessaire de modéliser les effets cinétiques dans les descriptions fluides.

Pour des raisons de temps limité de thèse, nous n'avons pas atteint l'étape correspondant à la modélisation d'effets cinétiques dans une description fluide. Ce travail de thèse doit donc être considéré comme une première étape, qui devra être complétée dans le futur par une seconde étape où les effets de type cinétique seront modélisés dans notre description de type couplage d'ondes.

Actuellement, il existe deux modélisations des interactions ondes-particules, comme nous allons les présenter à la section suivante.

1.3. Modélisation de type fluide avec prise en compte des interactions avec les particules : "Zakharov Quasi-Linéaire" et "Décalage de fréquence non-linéaire"

1.3.1. Description dite "Zakharov Quasi-Linéaire"

Dans cette approche, les équations de Zakharov sont couplées à *une équation de diffusion quasilinéaire* décrivant la modification de la fonction de distribution des particules résultant de la génération des ondes de Langmuir par SRS et de leur couplage avec les ondes sonores.

K. Y. Sanbonmatsu *et al.* [31, 32] ont réalisé une étude visant à estimer l'importance des interactions ondes-particules dans le processus global de saturation du Raman. Pour cela, ils ont comparé (i) un modèle composé des équations de Zakharov seules avec (ii) un modèle de Zakharov couplé à une équation de diffusion quasilinéaire, comme nous venons de l'explicitier, et (iii) avec une description purement cinétique de type PIC (cf. section suivante 1.4). Dans leur étude, les équations de Zakharov ne sont pas couplées avec les équations électromagnétiques, et c'est un terme de source imposé qui modélise la génération des ondes de Langmuir par SRS. Avec ce modèle simplifié, K. Y. Sanbonmatsu *et al.* ont pu se limiter à considérer *des conditions aux limites de type périodique* dans le cas d'un plasma homogène en densité et de géométrie monodimensionnelle. Pour des longueurs n'excédant pas $30\lambda_0$ ($\lambda_0 = 1.06\mu m$), ils ont fait varier le paramètre $k_L\lambda_{De}$ qui régit l'amortissement Landau [33] des ondes de Langmuir : $k_L\lambda_{De} = 0.09$, $k_L\lambda_{De} = 0.16$, $k_L\lambda_{De} = 0.2$ puis $k_L\lambda_{De} = 0.25$.

Ils ont obtenu les résultats suivants :

- dans les régimes $k_L\lambda_{De} \leq 0.2$ et pour des intensités de laser modérées, les modèles Zakharov seul et Zakharov Quasi-Linéaire (ZQL) donnent sensiblement les mêmes résultats. Par contre, dans les cas d'intensités laser élevées, la "turbulence forte des ondes de Langmuir" (en réalité, nous verrons plus loin qu'il s'agit, dans le cas monodimensionnel, de ce que nous appelons dans la suite la "cavitation") entraîne des modifications importantes de l'amortissement Landau, provoquées par le chauffage des électrons, si

importantes que le modèle Zakharov seul divergeait par rapport aux résultats obtenus avec les modèles ZQL ou PIC. L'intensité laser se relie au niveau de fluctuation $\left(\frac{\delta n}{n}\right)_L$ de densité électronique et d'après [31, 32], la limite en "intensité" pour que les effets de type ondes-particules jouent un rôle non négligeable est $\left|\frac{\delta n}{n}\right|_L \sim 6 \times 10^{-3}$ (en convention de Fourier), ce qui est un niveau typiquement faible au vu des niveaux $\left|\frac{\delta n}{n}\right|_L \sim 10^{-1}$ que nous avons observé dans nos simulations.

- dans les régimes $k_L \lambda_{De} \geq 0.25$ et par comparaison avec le code PIC, les auteurs ont mis en défaut les deux modèles de type Zakharov. La non applicabilité de la théorie quasilinéaire a été interprétée par K. Y. Sanbonmatsu *et al.* en invoquant que le temps d'autocorrélation du spectre de l'onde de Langmuir est plus long que le temps de diffusion quasilinéaire, dans ces régimes.

Comme nous l'avons dit précédemment, au vu de ces résultats, le modèle fluide de tye Zakharov (catégorie 2 de la section précédente) utilisé dans cette thèse pour simuler la saturation de l'instabilité Raman doit être considéré comme ne constituant que la première étape d'une modélisation plus complète dans laquelle les effets cinétiques seront pris en compte par une équation quasilinéaire (permettant de calculer la valeur de l'effet Landau au cours du temps) et éventuellement par l'introduction d'un terme de décalage de fréquence nonlinéaire dans l'équation décrivant l'évolution des ondes de Langmuir. C'est ce deuxième type de modélisation que nous présentons au paragraphe suivant.

1.3.2. Décalage de fréquence non-linéaire et réduction de l'effet Landau

Avec l'objectif de décrire les expériences futures du National Ignition Facility (NIF) (équivalent américain du LMJ), les équipes du Los Alamos National Laboratory, Don DuBois *et al.* [34, 35], ont pris en considération le résultat important de la section précédente et ont cherché à modéliser les effets cinétiques dans les équations de couplage d'ondes enveloppées en temps et en espace.

Ils ont considéré des régimes tels que $k_L \lambda_{De} \geq 0.3$ allant même jusqu'à $k_L \lambda_{De} \sim 0.6$ (pour des températures telles que $T_e = 5 \text{ KeV}$) et se sont donc volontairement placés dans des cas où les effets de piégeages de particules sont les processus principaux de saturation de l'instabilité Raman. Dans leur modèle d'équations, *ils ont alors omis tout couplage avec la dynamique ionique* et ont gardé uniquement les équations de couplage d'onde correspondant à l'instabilité de rétrodiffusion Raman. Ces équations sont envelop-

pées en temps et en espace (ce qui correspond au cas 1 de la section 1.2). La modélisation des effets cinétiques consiste à introduire dans l'équation des ondes de Langmuir (i) un décalage de fréquence non-linéaire $\delta\omega(t)$ (t est le temps) et (ii) un amortissement Landau prenant en compte le piégeage des électrons. Cette modélisation de la modification de la relation de dispersion reprend les résultats obtenus par O'Neil [36] puis de Morales et O'Neil [37] décrivant la réduction de l'amortissement Landau et le décalage de fréquence nonlinéaire dus au piégeage des électrons.

A partir de simulations en plasma de géométrie monodimensionnelle de ces équations de couplages d'ondes dans lesquelles les effets cinétiques sont modélisés par un terme de décalage en fréquence nonlinéaire et un effet Landau réduit, et en comparant ces résultats avec un modèle PIC (cf. section suivante 1.4), ils ont montré que ce modèle à trois ondes reproduisait les caractéristiques principales de la saturation non-linéaire de l'instabilité de rétrodiffusion Raman. De plus, dans ces régimes où les effets cinétiques jouent un rôle important (paramètre $k_L\lambda_{De}$ élevé), le piégeage des électrons, en réduisant l'effet d'amortissement Landau électronique, conduit à une augmentation du niveau de réflectivité Raman prédit à partir d'une approche purement fluide. Cet effet a été nommé, par Don DuBois *et al.* [34, 35], l'"*inflation cinétique*".

Ce résultat est important car le temps de calcul de ce modèle de couplage à trois ondes est de loin bien plus rapide que celui d'un code PIC, ce qui permet de nombreuses investigations numériques, toujours dans l'objectif d'être prédictif en ce qui concerne l'instabilité Raman dans des plasmas multidimensionnels de grande taille.

Dans les régimes $k_L\lambda_{De} \geq 0.25$ et d'après la section précédente, une approche fluide de type Zakharov-QuasiLinéaire n'est pas valable.

Dans les régimes $0.25 \leq k_L\lambda_{De} \leq 0.3$, l'instabilité LDI combinée à la cavitation peut-être un processus de saturation en plus des interactions ondes-particules. En ce sens, le modèle qui vient d'être décrit risque d'être insuffisant car il omet les couplages à la dynamique ionique.

1.4. Modélisation de type cinétique : Particle In Cell (PIC) et Vlasov

1.4.1. Particle In Cell (PIC)

Cette méthode [38, 39, 40] est celle qui se rapproche le plus de la réalité puisqu'elle résout numériquement les équations du mouvement des particules en présence des champs électromagnétiques générés de façon auto-consistante par ces particules.

Des résultats récents de simulations PIC [40] ont permis d'expliquer des expériences sur la chaîne laser Trident (Los Alamos) [41] réalisées avec un seul point chaud laser, à $k_L\lambda_{De} = 0.34$, dont l'objectif était de comprendre la physique sous-jacente de l'instabilité de rétrodiffusion Raman.

La correspondance obtenue entre les résultats cinétiques en géométrie 1D et expérimentaux montre qu'une modélisation monodimensionnelle pourrait suffire à reproduire correctement la physique de l'instabilité Raman dans le cas où le faisceau laser serait formé d'un seul point chaud.

De plus, les récentes simulations de L. Yin *et al.* [40] en espace monodimensionnel et bidimensionnel confirment l'importance des effets cinétiques dans la gamme $0.19 \leq k_L \lambda_{De} \leq 0.45$. De la même façon, les expériences numériques récentes réalisées par Anne Héron et Jean-Claude Adam au CPhT montre que cette borne en $k_L \lambda_{De}$ peut être étendue à $k_L \lambda_{De} \sim 0.1$, ce qui va dans le sens que les effets cinétiques peuvent jouer un rôle dans une large gamme de paramètres $k_L \lambda_{De}$ pour des domaines d'éclairement laser $I \lambda^2 \sim 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$.

Les codes PIC mènent donc à une très bonne concordance avec les résultats expérimentaux mais ils nécessitent un grand nombre de particules (pour éviter un bruit numérique important qui empêche de voir les processus non-linéaires de type fluide comme le LDI ou la cavitation), ce qui est très contraignant numériquement et reste donc un frein, *actuellement*, pour des études systématiques.

1.4.2. Vlasov

Les codes dits Vlasov constituent une autre manière d'aborder les effets cinétiques. Par une méthode semi-Lagrangienne, on résout les équations de Vlasov et de Maxwell sur une grille fixe de l'espace des phases. Contrairement aux modèles PIC, l'avantage des codes Vlasov est de ne pas générer de bruit, ce qui permet d'étudier des phénomènes cinétiques extrêmement fins tels que les mécanismes de piégeage/dépiégeage des particules dans une onde non monotone.

Plusieurs équipes utilisent cette méthode Vlasov, notamment à Nancy [42] et au Lawrence Livermore National Laboratory via un code développé initialement au Massachusetts Institute of Technology [43, 44].

1.5. Etat actuel des problèmes à résoudre dans le contexte de la FCI

La complexité du comportement non-linéaire de l'instabilité de diffusion Raman stimulée et la sensibilité des résultats par rapport aux paramètres physiques que sont l'intensité, la longueur de la tranche de plasma simulée, les amortissements des ondes et encore la température électronique, font qu'aucune conclusion parfaitement établie ou définitive au sens prédictif n'existe à ce jour, notamment dans un régime où aucun processus de saturation (soit fluide ou cinétique) ne domine réellement, c'est à dire dans le régime $k_L \lambda_{De} \sim 0.2$ et pour un éclairement laser modéré de l'ordre de $10^{14} W \mu m^2 / cm^2$. Par exemple, l'évolution de l'instabilité LDI en de la cavitation peut-elle conduire à une augmentation du niveau de réflectivité admis aujourd'hui par une loi analytique établie

par T. Kolber *et al.* [21] ou B. Bezzerides *et al.* [22] ?

De plus, la nature de l'instabilité Raman dépend directement du plasma choisi : homogène ou inhomogène en densité avec des changements de comportement en fonction du profil considéré (linéaire, parabolique ou fluctuant).

Ainsi, par exemple, dans le cas d'un profil de densité linéaire initialement lisse, le résultat de M. N. Rosenbluth [45] montre que SRS est en régime d'amplification spatiale (c'est à dire caractérisé par un facteur de gain qui est fini), alors que des fluctuations de densité de niveaux extrêmement faibles sont en mesure de restaurer le caractère d'instabilité absolue à SRS (c'est à dire qu'en absence de mécanisme de saturation nonlinéaire, les ondes générées par SRS croîtraient indéfiniment au cours du temps). Au vu de ce résultat, il paraît possible que le LDI puisse accroître le niveau de réflectivité Raman dans le cas d'un profil linéaire lisse. Cette possibilité de restauration des instabilités absolues par de légères déviations du profil de densité par rapport à un profil linéaire lisse est ce que nous appellerons dans la suite la "non-robustesse du résultat de Rosenbluth". Nous montrerons dans cette thèse que le LDI peut effectivement déstabiliser la nature de l'instabilité Raman, ce qui constitue un résultat novateur et essentiel pour la compréhension des résultats expérimentaux.

Bien entendu, cette non-robustesse renforce aussi la complexité du problème car les méthodes numériques utilisées pour les simulations ne doivent en aucun cas introduire des artefacts qui déstabiliseraient, de façon non physique, la nature de l'instabilité Raman.

Concernant les effets cinétiques, et en se référant aux travaux effectués jusqu'à maintenant, il semble qu'ils jouent un rôle pour une large gamme du paramètre $k_L \lambda_{De}$, en fonction du niveau des fluctuations électroniques. Dès que ce niveau atteint une valeur seuil (cf. section précédente), ils ne peuvent être négligés même pour $k_L \lambda_{De}$ aussi petit que $k_L \lambda_{De} \sim 0.1$.

Des différences existent également entre une modélisation monodimensionnelle (1D) ou bidimensionnelle (2D). En géométrie 2D, on autorise, en plus du LDI et de la cavitation, les phénomènes d'autofocalisation. La dimension transverse influence-t-elle la localisation spatiale des ondes plasmas lors de la saturation de l'instabilité Raman ? Les simulations présentées dans cette thèse permettront de mettre en avant des similitudes mais aussi des différences de comportement du Raman entre une géométrie de plasma 1D et 2D.

De ces constats et puisque le but premier de la thèse est d'étudier la saturation non-linéaire de l'instabilité Raman par couplage avec les ondes sonores, notre étude s'est axée dans des régimes où l'instabilité LDI combinée aux effets de cavitation semble être un des processus de saturation dominant, ***c'est à dire pour les paramètres $k_L \lambda_{De} \sim 0.2$ et une intensité laser de l'ordre de 10^{14}W/cm^2 .***

1.6. Objectifs et méthode de travail choisie

L'objectif de cette thèse est donc d'étudier la saturation de l'instabilité de diffusion Raman stimulée (**SRS**) via le Langmuir Decay Instability (**LDI**), tant d'un point de vue numérique que théorique.

Nous avons choisi une approche de type purement fluide, suivant un modèle Zakharov d'après la description (catégorie 2) de la section 1.2. Même si une approche de type cinétique permet d'être plus réaliste en ce qui concerne les phénomènes physiques, les coûts en temps de calcul sont si lourds qu'ils empêchent des investigations systématiques nombreuses et une approche multidimensionnelle avec des dimensions réalistes.

En effet, étudier proprement la saturation du Raman dans un régime à $k_L \lambda_{De}$ modéré ou à température électronique faible demande un grand nombre de particules par maille, typiquement 10000 pour $k_L \lambda_{De} \sim 0.1$!

Dans l'objectif d'être prédictif pour les expériences futures du LMJ, il est aujourd'hui nécessaire d'avoir un modèle fluide complet qui inclus la physique propre aux couplages d'ondes et les effets cinétique. Dans ce travail de thèse, nous avons choisi une méthode fluide de type Zakharov (catégorie 2 de la section 1.2) sans avoir modélisé les effets cinétiques. Ce travail constitue donc une première étape, qui devra être suivi à l'avenir par l'introduction de la modélisation des effets cinétiques dans le système d'équations présenté ici.

Dans un premier temps, j'ai entièrement écrit un code (dit "**Zakharov complet**") qui simule l'instabilité de diffusion Raman stimulée (arrière et avant) et sa saturation non-linéaire par couplage avec les ondes sonores. Le modèle est basé sur un système d'équations de type paraxial pour les ondes électromagnétiques et de type Zakharov complet pour les ondes plasmas ioniques et électroniques, pour une géométrie monodimensionnelle et bidimensionnelle et un plasma homogène ou inhomogène en densité. Les effets de filamentation et d'autofocalisation du laser sont pris en compte dans l'espace à deux dimensions spatiales. Le code de simulation est robuste numériquement pour une large gamme d'éclairement laser (jusqu'à $I \lambda^2 \sim 10^{16} W \mu m^2 / cm^2$) et peut simuler différents types de profil de densité (linéaire, parabolique ou fluctuant).

J'ai également écrit un deuxième code (dit "**Zakharov enveloppé**") qui permet de prendre correctement en compte uniquement le processus de cascades LDI.

Notons que le développement complet de ces codes, en incluant les tests numériques et la construction des artefacts robustes (ce qui s'est avéré assez complexe dans le cas d'un plasma inhomogène, cf. chapitre 3) a pris la moitié des trois années de thèse.

Dans un deuxième temps, l'objectif de cette thèse était d'exploiter le code Zakharov

complet.

Volontairement, nous avons tout d'abord pris le temps de chercher à comprendre **de façon précise** comment l'instabilité LDI saturait l'instabilité Raman dans une géométrie 1D et pour un plasma homogène, via cette modélisation fluide. Par comparaison avec le code Zakharov enveloppé qui empêche la cavitation, nous avons pu analyser finement les processus physiques intervenant dans la saturation de l'instabilité Raman, dans un régime à $k_L \lambda_{De} = 0.22$ où il était admis (incorrectement, comme nous le verrons) que seule l'instabilité LDI permettait la saturation de l'onde de Langmuir générée par SRS. Puis, toujours en géométrie 1D mais pour un plasma inhomogène, nous avons cherché à voir si le couplage avec les ondes sonores pouvait augmenter le niveau de réflectivité de l'instabilité Raman seule. Effectivement, nous montrons que le LDI peut conduire à une **"inflation"** de la réflectivité Raman, ce qui constitue un résultat important dans le contexte de la FCI, dans la mesure où un plasma "réaliste" est de fait inhomogène. En géométrie bidimensionnelle, nous avons suivi la même logique d'étude, sachant que la dimension transverse complique l'interprétation théorique et analytique. Le temps limité imposé par une thèse en trois années a empêché une étude systématique complète pour un plasma homogène ou inhomogène en espace 2D. Néanmoins, les résultats présentés donnent des ouvertures sur des études futures qui pourront être menées via les codes Zakharov complet et Zakharov enveloppé que j'ai écrits.

Dans ce manuscrit, je n'ai pas eu le temps de modéliser les effets cinétiques dans les équations de type Zakharov. Pour des équations enveloppées, cela serait faisable via un terme de fréquence nonlinéaire introduit dans l'équation de l'onde de Langmuir enveloppé, mais pour une équation de Langmuir de type Zakharov, cela s'avère plus ardu. Nous avons néanmoins établi dans le second chapitre de cette thèse des prédictions analytiques concernant l'importance des effets de type cavitation dans les régimes $k_L \lambda_{De} \sim 0.2$.

Nous avons obtenu principalement les résultats suivants :

- pour un éclairage laser relativement modéré ($I\lambda^2 \sim 10^{14} W\mu m^2/cm^2$, **ce qui sera toujours le cas dans ce manuscrit** avec $\lambda = 1,06\mu m$), nous montrons que l'instabilité LDI s'accompagne de cavitation quand la longueur de plasma dépasse une certaine limite, ce qui a pour effet d'augmenter la réflectivité par rapport à la prédiction de T. Kolber *et al.* [21]).
- en plasma inhomogène, nous présentons un résultat majeur : l'augmentation de la réflectivité Raman en présence de LDI pour un profil de densité initialement lisse.

Pour démontrer l'ensemble de ces résultats, j'ai décomposé le manuscrit de la façon suivante :

* **dans le premier chapitre**, les résultats théoriques concernant les instabilités paramétriques, puis plus spécifiquement l'instabilité Raman et l'instabilité LDI, sont exposés.

* *dans le second chapitre*, le modèle d'équations ainsi que l'algorithme et les méthodes numériques utilisés sont présentés.

* *dans le troisième chapitre*, le plasma considéré est homogène en densité et monodimensionnel.

Je commence par exposer et interpréter des simulations pour différentes longueurs de plasma, tous les paramètres physiques étant fixés par ailleurs.

Je montre ensuite les limites de la prédiction de la réflectivité Raman établie par T. Kolber, W. Rozmus, V.T. Tikhonchuk [21].

Je présente ensuite le code dit "enveloppé" dans le sens où l'onde de Langmuir est décomposée en une onde L+ vers l'avant et une onde L- allant vers l'arrière, ce qui permet de prendre en compte uniquement l'instabilité de décomposition électrostatique dans le couplage avec l'instabilité Raman. La comparaison avec le code Zakharov complet permet alors de montrer l'importance des effets de la cavitation dans le processus de saturation non-linéaire.

Ce chapitre se termine par une partie consacrée à des estimations analytiques sur l'importance des effets de la cavitation dans la saturation du Raman.

* *dans le quatrième chapitre*, j'étudie la saturation de l'instabilité Raman dans un plasma inhomogène en densité et monodimensionnel.

Je commence par montrer l'importance, avec l'appui d'une simulation numérique, du choix des conditions aux limites et des artefacts numériques choisis, qui se doivent d'être finement ajustés en fonction des paramètres de simulation pour traiter proprement le problème de la saturation de l'instabilité Raman couplée aux ondes sonores.

Je montre ensuite que l'instabilité LDI est en mesure d'augmenter la réflectivité Raman, ce qui constitue un résultat essentiel dans le contexte général des études sur la fusion par confinement inertiel.

Dans une dernière partie, je justifie ce résultat en établissant une loi d'échelle numérique obtenue via plusieurs simulations avec différents gradients de densité.

* *dans le cinquième chapitre*, j'expose des résultats de simulations bidimensionnelles en plasma homogène et inhomogène pour différents types de faisceau laser. L'analyse de ces résultats s'appuie sur une comparaison avec les conclusions des simulations présentées dans les deux chapitres précédents consacrés à un plasma de géométrie 1D.

2. Modélisation théorique de l'instabilité de diffusion Raman stimulée et de sa saturation

2.1. Qu'est ce qu'une instabilité paramétrique ?

Dans un milieu continu, ce qui est le cas d'un plasma où les variables physiques dépendent du temps et de l'espace, on distingue deux types d'instabilités [1] suivant que les relations de résonance entre nombre d'ondes et pulsations des ondes mises en jeu sont satisfaites ou non :

- * *les instabilités de désintégration* associées à un "couplage résonnant à trois ondes"
- * *les instabilités modulationnelles* associées à un "couplage non-résonnant à quatre ondes"

- Les instabilités de désintégration correspondent à un couplage résonnant à trois ondes qui relie les pulsations ω_0 et vecteur d'onde \vec{k}_0 d'une onde 0, qu'on appelle "onde mère" ou onde de "pompe" (dans notre cadre de l'interaction laser-plasma, ça sera l'onde laser incidente), aux pulsations ω_α et vecteurs d'onde \vec{k}_α ($\alpha = 1, 2$) des ondes dites "filles". Les conditions de résonance s'écrivent :

$$\begin{aligned}\omega_0 &= \omega_1 + \omega_2 \\ \vec{k}_0 &= \vec{k}_1 + \vec{k}_2\end{aligned}\tag{2.1}$$

D'autre part, les variables ω_α et \vec{k}_α ne sont pas indépendantes ; elles sont reliées par la relation de dispersion de l'onde α considérée, que nous écrivons $D_\alpha(\omega_\alpha, k_\alpha) = 0$.

- Les instabilités modulationnelles se produisent quand l'onde mère 0 se couple à trois ondes ; elle se couple à une fluctuation basse-fréquence (ω_2, k_2) non-résonnante et donne naissance à des composantes Stokes ($\omega_S = \omega_0 - \omega_2, k_S = k_0 - k_2$) et anti-Stokes ($\omega_{AS} = \omega_0 + \omega_2, k_{AS} = k_0 + k_2$) haute-fréquence.

Dans ce cas, les trois ondes haute-fréquence sont "résonnantes" au sens où les couples $(\omega_\alpha, k_\alpha)$ de ces ondes satisfont approximativement les relations de dispersion $D_\alpha(\omega_\alpha, k_\alpha) = 0$, alors que la composante basse-fréquence est dite non résonnante puisque la relation de dispersion de l'onde basse-fréquence n'est pas satisfaite à l'ordre le plus bas, donc

$$D_2(\omega_2, k_2) \neq 0.$$

Pour ce qui concerne l'interaction laser-plasma, on peut distinguer les processus "primaires" ou "secondaires" des instabilités paramétriques :

* nous appellerons "primaire" un processus paramétrique lorsque l'onde de pompe est l'onde laser.

* nous appellerons "secondaire" un processus paramétrique lorsque l'onde de pompe est l'une des ondes filles produites par un processus primaire.

Définissons maintenant les critères qui permettent de prédire la stabilité ou non d'un système paramétrique et dans le cas d'une instabilité de désintégration, la nature de celle-ci.

2.1.1. Relation de dispersion des ondes pouvant se propager dans le plasma

Les plasmas considérés dans la suite sont non magnétisés. Les ondes qui peuvent s'y propager, lorsque l'onde de pompe interagit avec le plasma sont :

- **les ondes transverses** haute-fréquence dans le sens où la pulsation de ces ondes est nécessairement supérieure à la pulsation de plasma électronique ω_{pe} .

La relation de dispersion de ces ondes est $D_t(\omega, k) = 0$ avec :

$$D_t(\omega, k) \equiv -\omega^2 + \omega_{pe}^2 + c^2 k^2$$

Dans l'espace réel, $D_t(i\partial_t, -i\partial_{\vec{x}}) \equiv (\partial_t^2 + \omega_{pe}^2 - c^2 \nabla^2)$

c désignant la vitesse de la lumière.

- **les ondes longitudinales de type plasma électronique haute fréquence (encore appelées ondes de Langmuir)** où la pulsation est proche de ω_{pe} aux corrections thermiques près.

La relation de dispersion de ces ondes est $D_L(\omega, k) = 0$ avec :

$$D_L(\omega, k) \equiv -\omega^2 + \omega_{pe}^2 + 3v_{the}^2 k^2$$

Dans l'espace réel, $D_L(i\partial_t, -i\partial_{\vec{x}}) \equiv (\partial_t^2 + \omega_{pe}^2 - 3v_{the}^2 \nabla^2)$

v_{the} désignant la vitesse thermique électronique des ondes plasmas.

- *les ondes longitudinales pseudo-sonores (encore appelées ondes acoustiques ioniques basse-fréquence)* où la pulsation est inférieure à la pulsation de plasma ionique ω_{pi} .

La relation de dispersion de ces ondes est $D_s(\omega, k) = 0$ avec :

$$D_s(\omega, k) \equiv -\omega^2(1 + \lambda_{De}^2 k^2) + c_s^2 k^2$$

Dans l'espace réel, $D_s(i\partial_t, -i\partial_x) \equiv ((1 - \lambda_{De}^2 \nabla^2)\partial_t^2 - c_s^2 \nabla^2)$

λ_{De} est la longueur de Debye et le terme $\lambda_{De}^2 \nabla^2$ permet de prendre en compte les écarts à la quasi-neutralité. c_s représente la vitesse des ondes sonores.

Dans l'hypothèse où $\lambda_{De}^2 \nabla^2 \rightarrow 0$, ce qui sera le cas dans la suite, nous écrivons :

$$c_s^2 = \left(\frac{(ZT_e + 3T_i)}{m_i} \right) \quad (2.2)$$

avec Z le numéro atomique, m_i la masse ionique, T_e la température électronique et T_i la température ionique.

2.1.2. Instabilités en plasma homogène infini ou fini

Dans les milieux continus, une instabilité peut être de **nature absolue** ou **convective** [1].

Ce concept donné à une instabilité n'est véritablement défini que dans le cas d'un *milieu infini*. Dans le cadre d'une description linéaire, nous y associons les définitions suivantes :

* on dira que l'instabilité est de **nature absolue** quand une perturbation $A(x, t)$ croît à un niveau arbitrairement grand si l'on attend suffisamment longtemps.

Il existe donc des points x_0 fixés, ne dépendant pas du temps, tels que $A(x_0, t) \rightarrow \infty$ quand $t \rightarrow \infty$.

* on dira que l'instabilité est de **nature convective** quand :

- une perturbation $A(x, t)$ croît localement en espace et en fonction du temps. C'est à dire qu'il existe une fonction du temps $x(t)$ telle que $A(x(t), t) \rightarrow \infty$ quand $t \rightarrow \infty$ et pour tout x fixé, $A(x, t) \nrightarrow \infty$ quand $t \rightarrow \infty$

- on ne pourra observer la croissance au cours du temps des perturbations que si l'on se déplace simultanément

Dans un *milieu fini*, le seul domaine d'existence de la perturbation $A(x(t), t)$ est l'intervalle borné $[0, L]$, fixe, où cette perturbation ne croîtra qu'à un niveau d'amplitude finie.

On associe alors la notion d'instabilité convective, définie comme précédemment dans le cadre d'un milieu non borné, à la notion d'**amplification spatiale** en réponse à une source.

Dans la limite de faible amplitude de l'onde de pompe, les instabilités paramétriques de désintégration peuvent être décrites par des équations d'enveloppe [1] que nous écrivons, par commodité, dans leur limite unidimensionnelle et sous la forme symétrisée suivante :

$$\begin{aligned} (\partial_t + \nu_1 + \vec{v}_1 \cdot \partial_{\vec{x}}) A_1(\vec{x}, t) &= +\gamma_0 A_2 \\ (\partial_t + \nu_2 + \vec{v}_2 \cdot \partial_{\vec{x}}) A_2(\vec{x}, t) &= +\gamma_0 A_1 \end{aligned} \quad (2.3)$$

Chacune des équations d'évolution des amplitudes des ondes filles A_α ($\alpha = 1, 2$) ont été linéarisées au voisinage de la solution d'équilibre pour l'onde de pompe.

La quantité v_α représente la vitesse de groupe de l'onde α , ν_α l'amortissement de l'onde α , et γ_0 le coefficient de couplage du système paramétrique.

A partir des comportements asymptotiques de la fonction de réponse, encore appelée fonction de Green [1] et notée G_∞ , du système paramétrique en *milieu infini*, Bers et Briggs ont établi des critères qui prédisent la nature de l'instabilité, absolue ou convective.

Milieu infini

* le système paramétrique est instable si la condition de seuil

$$\gamma_0 > \gamma_{0seuil} \equiv \sqrt{\nu_1 \nu_2} \quad (2.4)$$

est vérifiée.

* l'instabilité n'est de nature absolue que si les vitesses de groupe des ondes filles sont de signes opposés et donc

$$v_1 v_2 < 0 \quad (2.5)$$

et que si la condition de seuil des instabilités absolues est vérifiée

$$\gamma_0 > \gamma_{0seuilabsolu} = \frac{|v_1 v_2|^{\frac{1}{2}}}{2} \left(\frac{\nu_1}{|v_1|} + \frac{\nu_2}{|v_2|} \right) \quad (2.6)$$

Le taux de croissance γ_{abs} de l'instabilité absolue est alors donné par l'expression suivante :

$$\gamma_{abs} = \gamma_{abs}^{(0)} \left(1 - \frac{\gamma_{0seuilabsolu}}{\gamma_0} \right) \quad (2.7)$$

avec :

$$\gamma_{abs}^{(0)} = \frac{2\gamma_0 \sqrt{|v_1 v_2|}}{|v_1| + |v_2|} \quad (2.8)$$

* l'instabilité peut-être de nature convective quelque soit le signe du produit des vitesses de groupe des ondes filles. Nous distinguons alors :

- si $v_1 v_2 < 0$, l'instabilité est convective dans le régime $\gamma_{0seuil} < \gamma_0 < \gamma_{0seuilabsolu}$
- si $v_1 v_2 > 0$, l'instabilité est toujours de nature convective au-dessus du seuil $\gamma_0 > \gamma_{0seuil}$

Milieu fini

En *milieu fini* de longueur L , il est assez naturel de penser qu'une instabilité aura le même comportement asymptotique qu'en milieu infini à condition que sa longueur L soit suffisamment grande devant une longueur caractéristique L_{crit} pour que les critères précédents soit vérifiés.

De façon plus précise, on peut démontrer que le système paramétrique de longueur finie ne supporte des modes propres instables :

* que dans le domaine des instabilités absolues donc,

$$v_1 v_2 < 0 \quad (2.9)$$

$$\gamma_0 > \gamma_{0seuilabsolu}$$

* que si la longueur L est telle que

$$L > L_{crit} = \frac{\pi \sqrt{|v_1 v_2|}}{2 \gamma_0} \quad (2.10)$$

Si le système paramétrique est le siège d'une instabilité de nature convective en milieu infini, il est alors le siège d'**amplification spatiale** en *milieu fini* borné $[0, L]$ si et seulement si la longueur L vérifie :

* $L > L_{car}$ avec :

$$L_{car} = \frac{\sqrt{v_1 v_2}}{\gamma_0} \quad (2.11)$$

dans le régime $\gamma_0 > \gamma_{0seuilabsolu}$ et $v_1 v_2 > 0$

* $L > L_{car}$ avec :

$$L_{car} = \frac{|v_1 v_2| \max\left(\frac{v_1}{v_1}, \frac{v_2}{v_2}\right)}{\gamma_0^2 - v_1 v_2} \quad (2.12)$$

dans le régime $\gamma_{0seuil} < \gamma_0 < \gamma_{0seuilabsolu}$, ceci quelque soit le signe du produit des vitesses des ondes filles.

* les amplitudes des ondes filles croissent spatialement avec un niveau d'amplification $\exp G_L$ où le facteur de gain du système de *longueur finie* est donc donné par $G_L = \frac{L}{L_{car}}$

Etudions comment varient ces résultats en plasma inhomogène.

2.1.3. Instabilité absolue ou convective en plasma inhomogène

Les plasmas produits par exemple dans le contexte du Laser MégaJoule sont à la fois de longueur finie et *inhomogène*. Ce sont précisément ces *effets d'inhomogénéité* qui vont changer les caractéristiques des instabilités définies, en plasma homogène, à la section précédente.

En effet, l'inhomogénéité du plasma entraîne en particulier une dépendance spatiale des quantités physiques comme la densité $n(\vec{x})$ ou la température $T(\vec{x})$.

De là :

- la constante de couplage γ_0 caractérisant l'instabilité paramétrique dépend de l'espace, $\gamma_0(\vec{x})$
- chacune des relations de dispersion $D^{(\alpha)}(\omega_\alpha, k_\alpha)$ de l'onde α dépend également de l'espace $D^{(\alpha)}(\omega_\alpha, k_\alpha, \vec{x})$. Cette dépendance par rapport à l'espace conduit à un désaccord dans les conditions de résonance paramétriques 2.1 qui ne peuvent être satisfaites en tout point du plasma.

En plasma inhomogène, les conditions de résonance paramétrique deviennent :

$$\vec{k}_0(\omega_0, \vec{x}) = \vec{k}_1(\omega_1, \vec{x}) + \vec{k}_2(\omega_0 - \omega_1, \vec{x}) \quad (2.13)$$

avec $k_\alpha(\omega_\alpha, \vec{x})$ le nombre d'onde réel solution de la relation de dispersion :

$$D^{(\alpha)}(\omega_\alpha, \vec{k}_\alpha, \vec{x}) = 0 \quad (2.14)$$

La pulsation du laser est connue et supposée constante ce qui entraîne donc que la relation 2.13 est une équation implicite en ω_1 .

Si x_0 désigne un point arbitraire de l'espace où 2.13 est vérifiée, il est possible de développer autour de ce point dit de "référence" le nombre d'onde de chaque onde α . De là, pour toute onde α , nous pouvons écrire :

$$k_\alpha(\omega_\alpha^{x=x_0}, \vec{x}) = k_\alpha^{x=x_0} + \delta k_\alpha(\vec{x}) \quad (2.15)$$

où $(\omega_\alpha^{x=x_0}, k_\alpha^{x=x_0})$ désigne le couple pulsation, nombre d'onde solution des conditions de résonance 2.13 au point x_0 .

Après avoir pris en compte l'écart à la résonance $\delta k_\alpha(\vec{x})$ pour chacune des ondes α et avoir posé pour les amplitudes :

$$A_\alpha = \tilde{A}_\alpha \exp -i \int_{x_0}^x \delta k_\alpha(\vec{x}') dx' \quad (2.16)$$

le système d'équations décrivant le couplage paramétrique en milieu homogène 2.3, et en prenant en compte la déplétion de l'onde de pompe, devient en milieu inhomogène :

$$\begin{aligned} (\partial_t + \nu_0 + \vec{v}_0 \cdot \partial_{\vec{x}}) \tilde{A}_0(\vec{x}, t) &= -\gamma_0 \tilde{A}_1 \tilde{A}_2 \exp -i \int_{x_0}^x \Delta k(x') dx' \\ (\partial_t + \nu_1 + \vec{v}_1 \cdot \partial_{\vec{x}}) \tilde{A}_1(\vec{x}, t) &= +\gamma_0 \tilde{A}_0 \tilde{A}_2^* \exp i \int_{x_0}^x \Delta k(x') dx' \\ (\partial_t + \nu_2 + \vec{v}_2 \cdot \partial_{\vec{x}}) \tilde{A}_2(\vec{x}, t) &= +\gamma_0 \tilde{A}_0 \tilde{A}_1^* \exp i \int_{x_0}^x \Delta k(x') dx' \end{aligned} \quad (2.17)$$

avec $\Delta k(\vec{x}) = \delta k_0(\vec{x}) - \delta k_1(\vec{x}) - \delta k_2(\vec{x})$.

Cette fonction est appelée **fonction de désaccord**.

On peut faire un développement limité de $\Delta k(x)$ autour du point de "référence" x_0 , et en allant jusqu'au second ordre en espace, nous avons :

$$\Delta k(x) = \Delta k(x = x_0) + \left(\frac{\partial \Delta k}{\partial x} \right)_{x=x_0} (x - x_0) + \left(\frac{\partial^2 \Delta k}{\partial x^2} \right)_{x=x_0} \frac{(x - x_0)^2}{2} + O(x - x_0)^3$$

avec $\Delta k(x = x_0) = 0$ puisqu'au point de référence x_0 , les conditions de résonance sont exactes.

Nous pouvons alors distinguer deux cas :

* le régime de **profil linéaire** associé à un profil monotone de densité et correspondant à une approximation du première ordre :

$$\Delta k(x) \approx \left(\frac{\partial \Delta k}{\partial x} \right)_{x=x_0} (x - x_0) = \kappa'_{x=x_0} (x - x_0) \quad (2.18)$$

avec $\kappa' = \frac{\partial \Delta k}{\partial x}$

* le régime de **profil parabolique** correspondant à une approximation du second ordre où on suppose que le profil de densité présente un maximum sous-critique $\left(\frac{\partial \Delta k}{\partial x} \right)_{x=x_0} \approx 0$:

$$\Delta k(x) \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \Delta k}{\partial x^2} \right)_{x=x_0} (x - x_0)^2 = \kappa''_{x=x_0} (x - x_0)^2 \quad (2.19)$$

avec $\kappa'' = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial x^2}$

Il s'agit ensuite de vérifier que ces approximations sont justifiées sur une distance caractéristique l_t , communément appelée "**longueur des turning points**", qui est la distance sur laquelle le couplage paramétrique se développe.

Dans la suite, tout plasma inhomogène sera modélisé par un profil de densité linéaire.

Commençons par caractériser les "turning points", au sens où ils viennent d'être définis, dans le cas d'un plasma de *longueur infinie*.

En profil linéaire parfait (donc non perturbé par des effets d'incohérence spatio-temporels conduisant à des perturbations par fluctuations localisées de la densité autour du profil) et d'après Rosenbluth et son article célèbre de 1972 [45], si la condition de seuil convectif $\gamma_0 > \gamma_{0seuil} = \sqrt{\nu_1 \nu_2}$ est satisfaite, l'instabilité ne peut-être absolue et le système paramétrique se trouve dans un régime d' **amplification spatiale**.

Ce résultat est fondamental pour la suite de ce manuscrit.

Donc sous la condition $\gamma_0 > \gamma_{0seuil} = \sqrt{\nu_1 \nu_2}$, les amplitudes de chacune des ondes filles croissent spatialement avec un niveau d'amplification $\exp G_{Lin}$ où :

$$G_{Lin} = G_{Ros} \min \left(1, \frac{\left(\frac{(1-\nu)^3}{\nu} \right)^{\frac{1}{2}}}{\pi} \right) \quad (2.20)$$

avec $\nu = \frac{\nu_1 \nu_2}{\gamma_0^2}$ le paramètre qui contrôle l'écart au seuil convectif.

Dans le cas particulier où $\gamma_0 \gg \gamma_{0seuil}$, les ondes croissent spatialement suivant un facteur de gain, communément appelé **facteur d'amplification de Rosenbluth** G_{Ros} et donné par :

$$G_{Ros} = \frac{\pi \gamma_0^2}{|\nu_1 \nu_2 \kappa'|} \quad (2.21)$$

Cette amplification spatiale a lieu sur une distance caractéristique l_t où les conditions de résonance paramétrique 2.13 sont satisfaites.

l_t est donnée, avec $\kappa' = \frac{\partial \Delta k}{\partial x}$, par :

- en régime d'*amortissement faible* c'est dire $\gamma_0 > \gamma_{0seuilabsolu}$:

$$l_t \approx \frac{4\gamma_0}{|\kappa'| |\nu_1 \nu_2|^{\frac{1}{2}}} \quad (2.22)$$

- en régime d'*amortissement fort* c'est à dire $\gamma_{0seuil} \ll \gamma_0 < \gamma_{0seuilabsolu}$:

$$l_t \approx \frac{2}{|\kappa'|} \text{Max} \left(\frac{\nu_1}{v_1}, \frac{\nu_2}{v_2} \right) \quad (2.23)$$

Dès à présent, notons que le résultat majeur de Rosenbluth concernant la stabilité du système paramétrique en profil linéaire et le fait que ce système ne peut qu'être le siège d'amplification spatiale se base sur un modèle académique de profil linéaire non perturbé et reste donc très idéaliste.

R.White, P.Kaw, D.Pesme *et al.* [46] ont démontré la non-robustesse de l'axiome précédent par des effets de longueur finie. Picard et Johnston [47, 48] ont ensuite démontré que toute modification locale du profil linéaire par des fluctuations de densité présentant des extrêmes locaux peut rétablir le caractère absolu de l'instabilité. Plus généralement, toute rupture de la symétrie d'invariance par translation du système implique une restauration du caractère instable du couplage paramétrique. Il en découle les résultats suivant :

Inhomogénéité et longueur finie

A la longueur L du plasma qui est associée à la largeur globale de la fonction $\gamma_0(x)$, Picard et Johnston [47, 48] ont introduit une longueur l_γ qui est associée au minimum de rayon de courbure de $\gamma_0(x)$ et qui est donnée par :

$$l_\gamma^2 \equiv 2\gamma_0^2 \min \left(\frac{1}{\gamma_0 \frac{d^2\gamma_0}{dx^2}} \right) \quad (2.24)$$

puis une longueur l_φ déterminée à partir d'un développement au troisième ordre de la fonction de désaccord $\Delta k(x)$ autour de $x = x_0$ suivant :

$$\Delta k(x) = \Delta k(x_0) + (\partial_x \Delta k(x))_{x=x_0} (x - x_0) + (\partial_x^2 \Delta k(x))_{x=x_0} \frac{(x - x_0)^2}{2} + (\partial_x^3 \Delta k(x))_{x=x_0} \frac{(x - x_0)^3}{6}$$

Expression que nous pouvons encore écrire sous la forme :

$$\Delta k(x) = \Delta k(x_0) + k'(x - x_{00}) \left\{ 1 \pm \frac{(x - x_{00})^2}{l_\varphi^2} \right\}$$

avec x_{00} un des points d'inflexion du plasma où $(\partial_x^2 \Delta k)_{x=x_{00}} = 0$.

Par identification, on obtient :

$$x_{00} = - \frac{(\partial_x \Delta k(x))_{x=x_0}}{(\partial_x^3 \Delta k(x))_{x=x_0}}$$

et

$$k' = (\partial_x \Delta k(x))_{x=x_0} - \frac{((\partial_x^2 \Delta k(x))_{x=x_0})^2}{2(\partial_x^3 \Delta k(x))_{x=x_0}}$$

Il s'ensuit :

$$l_\varphi^2 = 6 \left| \frac{(\partial_x \Delta k)_{x=x_0}}{(\partial_x^3 \Delta k(x))_{x=x_0}} \right| \quad (2.25)$$

Les variations rapides de la fonction de couplage $\gamma_0(x)$ ou de la phase par l'intermédiaire de la fonction de résonnance $\Delta k(x)$ jouant le même rôle d'après l'article de Johnston et al. [47], une mesure judicieuse des variations rapides qui peuvent déstabiliser les modes absolus est la longueur l définie par :

$$\frac{1}{l^2} \equiv \frac{1}{l_\gamma^2} + \frac{1}{l_\varphi^2} \quad (2.26)$$

En ordre de grandeur, nous pouvons évaluer cette longueur l de "variation rapide" par :

$$l \approx \min(l_\gamma, l_\varphi) \quad (2.27)$$

En conclusion, un plasma inhomogène par son profil de densité linéaire et de longueur finie peut se trouver dans deux régimes :

- instabilité absolue si les conditions suivantes sont satisfaites :

* le système paramétrique satisfait les conditions d'existence d'instabilité absolue en milieu homogène infini :

$$v_1 v_2 < 0 \quad (2.28)$$

$$\gamma_0 > \gamma_{0seuilabsolu} \quad (2.29)$$

* il existe un point de rupture de symétrie par rapport au profil linéaire, ce qui implique la condition :

$$l < 3^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\gamma_0(x_{00})}{\sqrt{|v_1 v_2|} |\Delta k'(x_{00})|} \right) = \frac{3^{\frac{3}{2}}}{4} (l_t)_{abs} \quad (2.30)$$

De plus, la longueur effective $(L_{eff})_{abs} = \min(L, (l_t)_{abs})$, sur laquelle l'interaction paramétrique prend place, doit vérifiée :

$$(L_{eff})_{abs} > L_{crit} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\sqrt{|v_1 v_2|}}{\gamma_0} \right) \quad (2.31)$$

- amplification spatiale :

* le système paramétrique ne présente aucune des deux caractéristiques précédentes ;

il se trouve alors en régime d'amplification spatiale où chacune des ondes filles croissent spatialement à un niveau d'amplification $\exp G_{Lin}$ où le facteur de gain G_{Lin} [49, 50] a été donné en 2.20.

D.Nicholson et A.Kaufman [51, 52] ont par ailleurs effectué des simulations où ils surajoutaient une surmodulation aléatoire $\delta k(x) = \Sigma \delta k_m \sin(k_m x + \varphi_m)$ au terme d'inhomogénéité linéaire $\Delta k(x) = \left(\frac{\partial \Delta k}{\partial x} \right)_{x=x_0} (x - x_0)$, tel que $\Delta k(x) = \left(\frac{\partial \Delta k}{\partial x} \right)_{x=x_0} (x - x_0) + \delta k(x)$. Ils ont observé alors la restauration des instabilités absolues lorsque l'amplitude moyenne de $\delta k(x)$ était suffisamment élevée.

2.2. Instabilité de diffusion Raman stimulée

L'instabilité de diffusion Raman stimulée (SRS) [1] est une instabilité paramétrique de type primaire qui affecte la propagation du faisceau laser incident. En tant qu'instabilité de désintégration correspondant à un couplage résonnant à trois ondes, elle résulte d'un couplage entre deux ondes électromagnétiques haute-fréquence et une onde de type plasma électronique (c'est à dire *onde de Langmuir*). L'onde laser incidente (qui joue le rôle d'onde de pompe ou onde mère) se couple avec l'onde de Langmuir (onde fille 2) pour donner naissance à une onde transverse diffusée (onde fille 1).

D'après les relations de dispersion établies dans la partie précédente, nous constatons que les deux ondes filles ont des pulsations ω_1 et ω_2 supérieures ou égales à la fréquence de plasma électronique ω_{pe} . Les conditions de résonance Raman 2.1 impliquent donc que $\omega_0 \geq 2\omega_{pe}$ et ne peuvent être vérifiées que dans le domaine appelé "sous-quart critique" correspondant à $\frac{n}{n_c} < \frac{1}{4}$ où n_c est la densité critique définie par :

$$n_c \equiv \frac{m_e \epsilon_0 \omega_0^2}{q_e^2} \quad (2.32)$$

Physiquement, l'onde laser (ω_0, k_0) (qui sera supposée en incidence normale dans tout ce manuscrit) rencontre au cours de sa propagation des densités qui croissent ; le module $|k_0|$ de son vecteur d'onde diminue donc jusqu'au point correspondant à $\omega_0 = \omega_{pe}$ où il est nul. La condition $\omega_0 = \omega_{pe}$ définit la densité n_c . C'est la densité à laquelle le faisceau laser se réfléchit.

Etant donné que l'onde diffusée peut prendre toutes les directions par rapport à la direction de l'onde de pompe laser, nous serons amenés à distinguer dans notre exposé le cas où l'onde est diffusée vers l'avant (antédiffusion) et vers l'arrière (rétrodiffusion) du plasma. Notre étude sera principalement axée sur la rétrodiffusion Raman dans la mesure où celle-ci nuit directement à la propagation du laser dans le plasma en conduisant à des niveaux de réflectivité non négligeables. Quant à l'instabilité d'antédiffusion, elle ne nuit pas directement à la propagation de l'onde laser mais peut générer des électrons chauds qui peuvent préchauffer de façon prématurée le coeur de la cible et nuire à la

compression de celle-ci et donc à l'efficacité de la fusion par laser.

Nous verrons aussi dans la suite que l'amortissement des ondes plasma par effet Landau électronique joue un rôle important dans l'évolution de l'instabilité Raman.

L'effet Landau traduit un échange irréversible entre l'onde de Langmuir et les particules résonnantes dans le plasma dont la vitesse, dans la direction longitudinale de propagation, est proche de la vitesse de phase. Par ailleurs, les ondes plasmas sont fortement amorties quand $k_2 \lambda_{De} \geq 0.4$ (où k_2 est le nombre d'onde des ondes plasmas générées par l'instabilité Raman), ce qui entraîne que dans le cas de la rétrodiffusion, l'instabilité Raman n'est instable que sous la condition $\frac{n}{n_c} \gtrsim 4.9 \times 10^{-2} T_e$ (du fait de la relation de proportionnalité $k_2^2 \lambda_{De}^2 \propto 0.783 \times 10^{-4} T_e \frac{n_c}{n}$ [1]).

Plusieurs hypothèses ont été invoquées pour expliquer les faibles niveaux de réflectivité obtenus expérimentalement : la déplétion de l'onde de pompe, les effets non linéaires de type cinétique ou encore de type fluide comme l'"instabilité de désintégration de l'onde de Langmuir" (connue dans la littérature par sa traduction anglosaxonne sous l'appellation "**Langmuir Decay Instability**", **LDI** par simplicité) qui entraîne une saturation des ondes plasmas électroniques par couplage résonnant avec les ondes acoustiques ioniques.

Le LDI est une instabilité paramétrique de type secondaire associée à un processus résonnant à trois ondes où l'onde de pompe est l'onde de Langmuir générée par SRS (qui est une instabilité de type primaire) et où les ondes dites filles sont de type acoustique ionique et plasma électronique. La saturation non-linéaire de SRS, par ce couplage résonnant entre les ondes de Langmuir et sonores, conduit à ce qu'on appelle une cascade d'ondes sonores et de Langmuir caractérisée dans l'espace des nombres d'ondes k par un transfert vers les k décroissants.

C'est dans l'étude de ce dernier procédé que nous allons concentrer la modélisation.

3. Modélisation de l'instabilité de diffusion Raman stimulée et de sa saturation via le couplage avec les ondes sonores

3.1. Présentation du modèle

Dans cette partie, nous allons dériver un ensemble d'*équations de type fluide* pour décrire l'instabilité de diffusion Raman stimulée couplée au Langmuir Decay Instability.

3.1.1. Le système d'équations

Commençons par définir les différentes quantités physiques.

La densité électronique n_e est décomposée suivant :

$$n_e = n_e^{hf} + N_e^{BF} \quad (3.1)$$

où :

- * n_e^{hf} est la partie haute fréquence associée aux ondes de Langmuir
- * N_e^{BF} est la partie basse fréquence associée à l'hydrodynamique du plasma, aux ondes acoustiques ioniques excitées par le LDI et à l'autofocalisation du laser.

La densité basse fréquence N_e^{BF} est quant à elle décomposée en une **densité de référence** $N_{e,ref}$ qu'on choisit arbitrairement dans le domaine de densités du plasma considéré, et en son écart noté δn_e .

On écrit :

$$N_e^{BF} = N_{e,ref} + \delta n_e \quad (3.2)$$

La densité de référence $N_{e,ref}$ sert à calculer la fréquence de plasma électronique $\omega_{pe,ref}$ ainsi que toutes les fréquences et nombres d'onde qui permettent de factoriser au premier ordre les dépendances spatio-temporelles rapides des ondes transverses mises en jeu dans SRS.

Etant donné la pulsation laser ω_0 , on détermine la pulsation ω_R des ondes rétrodiffusées et antédiffrusées générées par SRS par la condition de résonance à trois ondes suivante :

$$\omega_R = \omega_0 - \omega_{pe,ref} \quad (3.3)$$

où on a négligé les corrections thermiques, lesquelles sont prises en compte dans la variation lente de l'enveloppe temporelle de l'équation des ondes de Langmuir.

Les équations de couplage de modes quadratiques [1] sont données en terme de potentiels vecteurs par :

- *équation d'évolution du champ électrique transverse en l'absence d'amortissement :*

$$D_t(i\partial_t, -i\partial_{\vec{x}})\vec{A}_t = -\omega_{pe,ref}^2 \left[\frac{(n_L^{hf} + \delta n_e)}{N_{e,ref}} (\vec{A}_L^{hf} + \vec{A}_t) \right]_t \quad (3.4)$$

avec :

$$D_t(i\partial_t, -i\partial_{\vec{x}}) \equiv (\partial_t^2 + \omega_{pe,ref}^2 - c^2 \nabla^2)$$

- *équation d'évolution du champ électrique longitudinal associé aux ondes plasmas électroniques en l'absence d'amortissement*

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot [D_L(i\partial_t, -i\partial_{\vec{x}})\vec{A}_L^{hf}] &= -\omega_{pe,ref}^2 \left\{ \vec{\nabla} \cdot \left[\frac{(n_L^{hf} + \delta n_e)}{N_{e,ref}} (\vec{A}_L^{hf} + \vec{A}_t) \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{q_e}{2m_e} \nabla^2 \int_0^t dt' (\vec{A}_L^{hf} + \vec{A}_t)^2 \right\} \end{aligned} \quad (3.5)$$

avec :

$$D_L(i\partial_t, -i\partial_{\vec{x}}) \equiv (\partial_t^2 + \omega_{pe,ref}^2 - 3v_{the}^2 \nabla^2)$$

avec \vec{A}_t le potentiel vecteur associé aux ondes transverses et \vec{A}_L^{hf} celui associé aux ondes de Langmuir haute fréquence. Chacun de ces potentiels vecteurs est relié au champ par la relation :

$$\partial_t \vec{A}(\vec{x}, t) = -\vec{E}(\vec{x}, t) \quad (3.6)$$

n_L^{hf} est reliée à E_L^{hf} par l'équation de Poisson :

$$\nabla \cdot \vec{E}_L^{hf}(\vec{x}, t) = \left(\frac{q_e}{\varepsilon_0} \right) n_L^{hf} \quad (3.7)$$

- équation d'évolution du champ électrique longitudinal associé aux ondes acoustiques ioniques en l'absence d'amortissement

$$D_s(i\partial_t, -i\partial_{\vec{x}}) \frac{n_s}{N_{e,hydro}} = \frac{q_e^2}{2m_e^2} \left(1 + \frac{1}{\omega_{pi}^2} \partial_t^2\right) c_{se}^2 \nabla^2 \left\langle \frac{(\vec{A}_L^{hf} + \vec{A}_t)^2}{v_{the}^2} \right\rangle_{BF} \quad (3.8)$$

avec :

$$D_s(i\partial_t, -i\partial_{\vec{x}}) \equiv ((1 - \lambda_{De}^2 \nabla^2) \partial_t^2 - c_s^2 \nabla^2)$$

La quantité n_s correspond aux fluctuations acoustiques ioniques en réponse aux instabilités de filamentation n_{fil} et aux fluctuations acoustiques ioniques n_{fluc} .

c_s est la vitesse acoustique telle que $c_s^2 = c_{se}^2 + 3v_{thi}^2$ avec $c_{se}^2 = \frac{Zm_e}{m_i} v_{the}^2$ où v_{the} est la vitesse thermique électronique, $v_{the}^2 = \frac{T_e}{m_e}$, et v_{thi} la vitesse thermique ionique, $v_{thi}^2 = \frac{T_i}{m_i}$.

N_{hydro} est la densité hydrodynamique du plasma.

On définit alors la variation de densité δn_e par $\delta n_e = (N_{hydro} - N_{e,ref}) + n_s$.

Il est important de noter qu'on fixe dans cette modélisation la quantité N_{hydro} en se donnant les profils hydrodynamiques du plasma.

Tout au long de ce manuscrit, on considère un profil linéaire de densité. La fonction $N_{hydro}(x)$ est donc une fonction affine de l'espace dans la direction x du laser.

La modélisation des effets de saturation non-linéaire de l'instabilité de filamentation en réponse aux termes pondéromoteurs $|\vec{A}_t|^2$ peut s'obtenir en remplaçant $\frac{n_{fil}}{N_{hydro}}$ par $\ln\left(1 + \frac{n_{fil}}{N_{hydro}}\right)$. Le logarithme népérien sert à limiter l'effet de creusement des perturbations de densité par autofocalisation de façon à ce que leur niveau reste tel qu'il satisfait l'inégalité $\frac{n_{fil}}{N_{hydro}} > -1$, c'est à dire $n_{fil} + N_{hydro} > 0$. Par extension, on utilise le logarithme pour la quantité complète $\frac{n_s}{N_{hydro}} = \frac{n_{fil} + n_{fluc}}{N_{hydro}}$ ce qui assure aussi, dans le cas où on ne considère pas le couplage avec les termes pondéromoteurs électromagnétiques, de permettre la modélisation de la non-linéarité des ondes sonores en réponse à la turbulence forte des ondes de Langmuir qui peut notamment se produire dans les cas où l'intensité de l'onde laser est importante.

Etant donné que $k_s \lambda_{De} \rightarrow 0$ (avec k_s le nombre d'onde associé aux ondes sonores), on peut établir l'approximation $\lambda_{De}^2 \nabla^2 \equiv 0$. Aussi, $\partial_t \ll \omega_{pi}$ (avec ω_{pi} la fréquence plasma ionique) ce qui permet d'écrire $\frac{1}{\omega_{pi}^2} \partial_t^2 c_{se}^2 \nabla^2 \equiv 0$. De plus, on admet la quasi-neutralité du plasma et on suppose que celui-ci est un fluide adiabatique ce qui entraîne $\frac{c_{se}^2}{v_{the}^2} = \frac{Zm_e}{m_i}$. L'équation des ondes acoustiques ioniques s'écrit donc :

$$(\partial_t^2 - c_s^2 \nabla^2) \ln\left(1 + \frac{n_s}{N_{hydro}}\right) = \frac{q_e^2}{2m_e^2} \frac{Zm_e}{m_i} \tilde{\nabla}^2 \left\langle (\vec{A}_L^{hf} + \vec{A}_t)^2 \right\rangle_{BF} \quad (3.9)$$

Etant donné que SRS correspond à une instabilité de désintégration à trois ondes, on a en plus de la relation 3.3 sur les pulsations, des conditions de résonance sur les nombres d'onde.

* dans le cas de la diffusion vers l'arrière, rétrodiffusion :

$$k_0 = k_{R,b} + k_{L,b} \quad (3.10)$$

* dans le cas de la diffusion vers l'avant, antédiffusion :

$$k_0 = k_{R,f} + k_{L,f} \quad (3.11)$$

avec k_0 le nombre d'onde du laser, $k_{R,b}$ (b pour "back") et $k_{R,f}$ (f pour "forward") le nombre d'onde de l'onde rétrodiffusée et antédiffusée respectivement avec :

$$k_{R,b} = -k_{R,f} = -k_R \quad (3.12)$$

avec k_R choisi positif, $k_R > 0$ et $k_{L,\alpha}$ représente le nombre d'onde de l'onde de Langmuir ($\alpha = b, f$).

On utilise l'**approximation paraxiale** pour décrire l'évolution des ondes transverses, ce qui suppose une enveloppe en temps (ce qui signifie $\partial_t \ll \omega$) et en espace suivant la direction du laser (ce qui signifie $\partial_x \ll |k|$). Le potentiel vecteur transverse est décomposé sous la forme :

$$\begin{aligned} A_t(X, t) &= \tilde{A}_0(X, t) \exp -i(\omega_0 t + k_0 x) + \tilde{A}_{R,b}(X, t) \exp -i(\omega_R t - k_R x) \\ &+ \tilde{A}_{R,f}(X, t) \exp -i(\omega_R t + k_R x) + c.c \end{aligned} \quad (3.13)$$

Comme l'onde de Langmuir générée par SRS peut être instable vis à vis des ondes sonores et conduire à une cascade d'ondes qui entraîne une suite de nombre d'ondes de Langmuir, on n'enveloppe pas en espace l'onde de Langmuir. On l'enveloppe temporellement autour de la fréquence de plasma électronique, $\omega_{pe,ref}$, calculée à la densité $N_{e,ref}$. On écrit :

$$E_L^{hf}(X, t) = \tilde{E}_L(X, t) \exp -i\omega_{pe,ref} t + c.c \quad (3.14)$$

On choisit de **normaliser le temps t à l'inverse de la pulsation laser ω_0** tel que le temps normalisé \tilde{t} soit $\tilde{t} = \omega_0 t$ et **l'espace X au rapport de la vitesse de la lumière sur la pulsation laser** tel que l'espace normalisé \tilde{X} soit $\tilde{X} = \frac{\omega_0}{c} X$.

Les densités n sont normalisées à la densité critique, $\tilde{n} = \frac{n}{n_c}$, et les vitesses v sont normalisées à la vitesse de la lumière c , $\tilde{v} = \frac{v}{c}$.

Avec ces normalisations, on a :

$$\begin{aligned}
 \tilde{k}_0 &= \sqrt{1 - \tilde{N}_{e,ref}} \\
 \tilde{k}_R &= \sqrt{1 - 2\sqrt{\tilde{N}_{e,ref}}} \\
 \tilde{k}_{L,b} &= \sqrt{1 - \tilde{N}_{e,ref}} + \sqrt{1 - 2\sqrt{\tilde{N}_{e,ref}}} \\
 \tilde{k}_{L,f} &= \sqrt{1 - \tilde{N}_{e,ref}} - \sqrt{1 - 2\sqrt{\tilde{N}_{e,ref}}}
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

On normalise les potentiels vecteurs \tilde{A}_α ($\alpha = 0; R, b; R, f$) des ondes transverses à la valeur du potentiel vecteur de l'onde incidente à sa condition aux limites d'entrée, notée $\tilde{A}_{inc}(X = 0)$.

Les potentiels vecteurs normalisés s'écrivent alors :

$$\tilde{\tilde{A}}_\alpha \equiv \frac{\tilde{A}_\alpha}{\tilde{A}_{inc}(X = 0)} \tag{3.16}$$

On décide aussi de normaliser l'amplitude du champ de l'onde de Langmuir au paramètre α_{inc} caractérisant l'intensité de l'onde laser. On écrit le champ normalisé $\tilde{\tilde{E}}_L$ sous la forme :

$$\tilde{\tilde{E}}_L \equiv \left(\frac{q_e \tilde{E}_L}{m_e \omega_0 c} \frac{1}{\alpha_{inc}} \right) \tag{3.17}$$

où :

$$\alpha_{inc}^2 = \left(\frac{v_{osc}}{c} \right)^2 = \left(\frac{q_e}{m_e c} \right)^2 |A_{inc}(0)|^2 = 0.182 \times 10^{-4} I_{14} \lambda^2 W \mu m^2 / cm^2 \tag{3.18}$$

où I_{14} désigne l'intensité de l'onde laser en unités $10^{14} W/cm^2$ et la longueur d'onde λ est donnée en μm . $v_{osc} = \frac{q_e}{m_e} |A_{inc}(0)|$ représente la vitesse d'oscillation d'un électron dans le champ de l'onde laser.

Après avoir effectué les approximations d'enveloppe et l'ensemble des normalisations précisées précédemment, on arrive à un système de cinq équations [20, 23, 24, 25, 26] modélisant l'instabilité de diffusion Raman stimulée et son couplage avec les ondes sonores en l'absence d'amortissement :

*** onde laser $\tilde{\tilde{E}}_0$**

$$\begin{aligned}
 \left[\partial_t + \tilde{v}_{g0} \partial_{\tilde{x}} - i \left(\frac{1}{2} \right) \tilde{\nabla}_\perp^2 \right] \tilde{\tilde{E}}_0 &= -\frac{i}{2} \alpha_{inc} \left\{ \tilde{a}_s \tilde{\tilde{E}}_0 \right. \\
 &+ \left[(\tilde{\nabla} \cdot \tilde{\tilde{E}}_L) \frac{\tilde{\tilde{E}}_{R,b}}{\tilde{\omega}_R} \exp(-i \tilde{k}_{L,b} \tilde{x}) + (\tilde{\nabla} \cdot \tilde{\tilde{E}}_L) \frac{\tilde{\tilde{E}}_{R,f}}{\tilde{\omega}_R} \exp(-i \tilde{k}_{L,f} \tilde{x}) \right] \left. \right\}
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

où \tilde{v}_{g0} est la vitesse de groupe de l'onde laser, donnée dans les normalisations choisies par :

$$\tilde{v}_{g0} = \sqrt{1 - \tilde{N}_{e,ref}}$$

* *onde rétrodiffusée* $\tilde{\tilde{E}}_{R,b}$

$$\begin{aligned} \left[\partial_{\tilde{t}} - \tilde{v}_{gR} \partial_{\tilde{x}} - i \left(\frac{1}{2\tilde{\omega}_R} \right) \tilde{\nabla}_{\perp}^2 \right] \tilde{\tilde{E}}_{R,b} &= -\frac{i}{2} \alpha_{inc} \left\{ \tilde{a}_s \frac{\tilde{\tilde{E}}_{R,b}}{\tilde{\omega}_R} \right. \\ &\quad \left. + \left[(\tilde{\nabla} \cdot \tilde{\tilde{E}}_L^*) \tilde{E}_0 \exp(i\tilde{k}_{L_b} \tilde{x}) \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.20)$$

où \tilde{v}_{gR} la vitesse de groupe donnée dans les normalisations choisies par :

$$\tilde{v}_{gR} = \frac{\tilde{k}_R}{\tilde{\omega}_R} = \frac{\sqrt{1 - 2\sqrt{\tilde{N}_{e,ref}}}}{1 - \sqrt{\tilde{N}_{e,ref}}}$$

* *onde antédiffrusée* $\tilde{\tilde{E}}_{R,f}$

$$\begin{aligned} \left[\partial_{\tilde{t}} + \tilde{v}_{gR} \partial_{\tilde{x}} - i \left(\frac{1}{2\tilde{\omega}_R} \right) \tilde{\nabla}_{\perp}^2 \right] \tilde{\tilde{E}}_{R,f} &= -\frac{i}{2} \alpha_{inc} \left\{ \tilde{a}_s \frac{\tilde{\tilde{E}}_{R,f}}{\tilde{\omega}_R} \right. \\ &\quad \left. + \left[(\tilde{\nabla} \cdot \tilde{\tilde{E}}_L^*) \tilde{E}_0 \exp(i\tilde{k}_{L_f} \tilde{x}) \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.21)$$

* *onde de Langmuir* $\tilde{\tilde{E}}_L$

$$\begin{aligned} \left[\partial_{\tilde{t}} - i \left(\frac{3\tilde{v}_{the}^2}{2\tilde{\omega}_{pe,ref}} \right) \tilde{\nabla}^2 \right] \tilde{\tilde{E}}_L &= \frac{i}{2\sqrt{\tilde{N}_{e,ref}}} \alpha_{inc} \left\{ -\tilde{a}_s \tilde{\tilde{E}}_L \right. \\ &\quad \left. + \tilde{N}_e^{BF} \left[\tilde{\nabla} \left(\tilde{E}_0 \frac{\tilde{\tilde{E}}_{R,b}^*}{\tilde{\omega}_R} \exp(i\tilde{k}_{L_b} \tilde{x}) + \tilde{E}_0 \frac{\tilde{\tilde{E}}_{R,f}^*}{\tilde{\omega}_R} \exp(i\tilde{k}_{L_f} \tilde{x}) \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.22)$$

* *onde sonore* \tilde{n}_s

$$[\partial_{\tilde{t}}^2 - \tilde{c}_s^2 \tilde{\nabla}^2] \ln \left(1 + \frac{\tilde{n}_s}{\tilde{N}_{hydro}} \right) = \frac{Zm_e}{m_i} \alpha_{inc}^2 \tilde{\nabla}^2 \left(\frac{|\tilde{\tilde{E}}_L|^2}{\tilde{N}_{hydro}} + |\tilde{E}_0|^2 + \frac{|\tilde{\tilde{E}}_{R,b+f}|^2}{\tilde{\omega}_R^2} \right) \quad (3.23)$$

avec :

$$|\tilde{\tilde{E}}_{R,b+f}|^2 = |\tilde{\tilde{E}}_{R,b}|^2 + |\tilde{\tilde{E}}_{R,f}|^2 + (\tilde{\tilde{E}}_{R,b} \tilde{\tilde{E}}_{R,f}^* \exp(-2i\tilde{k}_R \tilde{x}) + c.c)$$

et :

$$\delta \tilde{n}_e = \tilde{N}_{hydro} - \tilde{N}_{e,ref} + \tilde{n}_s$$

$$\tilde{N}_e^{BF} = \tilde{N}_{hydro} + \tilde{n}_s$$

$$\tilde{a}_s = \frac{\delta \tilde{n}_e}{\alpha_{inc}}$$

Il reste à compléter ce système d'équations en y introduisant la modélisation des amortissements pour chacune des ondes ainsi que la modélisation du bruit thermique.

***Remarque :** Dans les équations précédentes, il faudrait filtrer en espace les termes $\tilde{\nabla} \cdot \tilde{\tilde{E}}_L$, qui font intervenir l'amplitude des ondes de Langmuir, de façon à supprimer les composantes non résonnantes pour l'instabilité de diffusion Raman et conserver uniquement la composante de Langmuir résonnante. Mais les nombreux tests numériques ont montré que les résultats avec ou sans filtrage ne différaient pas.*

3.1.2. Modélisation des amortissements

Dans cette partie, les amortissements ν_α des ondes α sont normalisés à l'inverse de la pulsation laser ω_0 et on écrit $\tilde{\nu}_\alpha = \frac{\nu_\alpha}{\omega_0}$.

En conservant les unités normalisées définies dans la partie précédente, nous avons :

- Le taux d'amortissement des ondes transverses $\tilde{\nu}_1 = \tilde{\nu}_t$ est donné par :

$$\tilde{\nu}_t = 2.74 \times 10^{-5} \frac{\tilde{N}_{hydro}^2 (\ln \Lambda_{ib}) Z_{eff}}{(1 - \tilde{N}_{hydro}^{\frac{1}{2}})^2 \lambda_0 T_e^{\frac{3}{2}}} \quad (3.24)$$

où T_e est la température électronique exprimée en KeV et Z_{eff} le numéro atomique effectif qui est une moyenne pondérée des numéros atomiques Z des constituants de la cible solide.

Le logarithme coulombien $\ln \Lambda_{ib}$ est relié au terme Λ_{ei} représentant les collisions électrons-ions par :

$$\ln \Lambda_{ib} = 6.69 + \ln \left(\frac{\Lambda_{ei} \sqrt{\tilde{N}_{hydro}}}{(1 - \sqrt{\tilde{N}_{hydro}})} \right) \quad (3.25)$$

avec :

$$\Lambda_{ei} = 1.69 \times 10^3 \frac{T_e \lambda_0}{\tilde{N}_{hydro}} \min \left(\left(\frac{T_e}{3.0310^{-3} < Z^2 >} \right)^{\frac{1}{2}}, 1 \right) \quad (3.26)$$

Cette relation se simplifie suivant la valeur de T_e :

* si $T_e < 0.027 Z^2$ alors $\ln \Lambda_{ib} = 8.49 + \ln \left(\frac{T_e^{\frac{3}{2}} \lambda_0}{Z(1 - \sqrt{\tilde{N}_{hydro}})} \right)$

* si $T_e > 0.027 Z^2$ alors $\ln \Lambda_{ib} = 6.69 + \ln \left(\frac{T_e \lambda_0}{(1 - \sqrt{\tilde{N}_{hydro}})} \right)$

- Le taux d'amortissement des ondes longitudinales $\tilde{\nu}_2 = \tilde{\nu}_{cL}$ est donné par la somme du taux d'amortissement collisionnel $\tilde{\nu}_c$ et du taux d'amortissement Landau $\tilde{\nu}_L$.

L'amortissement collisionnel est :

$$\tilde{\nu}_c = 2.74 \times 10^{-5} \frac{\tilde{N}_{hydro}(\ln \Lambda_{ei}) Z_{eff}}{\lambda_0 T_e^{\frac{3}{2}}} \quad (3.27)$$

L'amortissement Landau $\tilde{\nu}_L$ est une fonction du paramètre $\tilde{k}_L \tilde{\lambda}_{De}$.
 $\tilde{\nu}_L$ est donné par :

$$\tilde{\nu}_L = 2.0 \times 10^2 \frac{\tilde{N}_{hydro}^2}{T_e^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{1}{\frac{\tilde{k}_L}{2}} \right)^3 \exp \left(- \frac{1}{2 \tilde{k}_L^2 \tilde{\lambda}_{De}^2} \right) \quad (3.28)$$

avec $\tilde{\lambda}_{De}$ représentant la longueur de Debye.

Dans nos unités normalisées, $\tilde{k}_L^2 \tilde{\lambda}_{De}^2 = 7.83 \times 10^{-3} \frac{T_e}{\tilde{N}_{hydro}} \left(\frac{\tilde{k}_L}{2} \right)^2$.

- Quand on étudie l'instabilité de diffusion Raman en plasma homogène ou inhomogène, nous pouvons **utiliser l'expression exacte 3.28 précédente** puisque nous connaissons précisément les nombres d'ondes \tilde{k}_L résonnants pour cette instabilité :

* *en plasma homogène*, \tilde{k}_L et $\tilde{\lambda}_{De}$ sont calculés pour la densité homogène du plasma, donc par rapport aux notations précédentes, à la densité de référence $\tilde{N}_{e,ref}$ du plasma. L'amortissement Landau 3.28 est alors défini pour cette densité homogène en tout point de l'espace.

* *en plasma inhomogène*, la densité varie en tout point du plasma et \tilde{k}_L et $\tilde{\lambda}_{De}$ sont calculés localement. Il s'ensuit que l'amortissement Landau 3.28 est fonction de la densité hydrodynamique locale du plasma.

- Quand l'instabilité de diffusion Raman est couplée avec la dynamique ionique :

* *en plasma homogène*, l'amortissement Landau est calculé, *dans l'espace de Fourier*, par convolution de l'expression de Landau 3.28 (où $\tilde{\lambda}_{De}$ est définie à la densité de référence $\tilde{N}_{e,ref}$) et de l'amplitude du champ de l'onde de Langmuir.

* *en plasma inhomogène*, il devient essentiel de modéliser théoriquement cet amortissement. Effectivement, en plus du fait que la longueur de Debye $\tilde{\lambda}_{De}$ dépende de l'espace, le couplage aux ondes sonores conduit à la saturation de l'onde de Langmuir en produisant

une cascade LDI dont la signature dans l'espace de Fourier des nombres d'ondes est représentée par un enrichissement du spectre des ondes plasmas avec des composantes plus petites, en module, que le nombre d'onde fondamental \tilde{k}_L résonnant pour l'instabilité Raman. Une suite de couplage va donc être temporellement générée entre les ondes de Langmuir et les ondes sonores à des nombres d'onde \tilde{k}_L et \tilde{k}_s **résonnants localement** le long du profil de densité.

Guy Bonnaud [29, 30] avait fait le choix en 1989 de modéliser l'effet Landau des ondes de Langmuir en choisissant dans l'espace de Fourier un développement limité de l'expression classique de la forme $C_4 k^4 + C_6 k^6$ qu'il a utilisé dans l'espace réel sous la forme $C_4 \frac{d^4}{dx^4} + C_6 \frac{d^6}{dx^6}$ où C_4 et C_6 sont des coefficients qui permettent d'approcher la courbe théorique de Landau [33].

Nous avons choisi de nous inspirer de cette méthode en la rendant plus précise dans le domaine où $\tilde{k}_L \tilde{\lambda}_{De} < 0.3$ [33] (lequel nous concernera tout au long de ce manuscrit) et en faisant une approximation uniquement d'ordre 4 dans l'espace de Fourier.

Nous écrivons alors $\frac{\nu_L}{\omega_{pe}}$ sous la forme :

$$\frac{\nu_L(k\lambda_{De})}{\omega_{pe}} \simeq C_L k^4 \lambda_{De}^4 \quad (3.29)$$

C_L est le coefficient qui permet d'approcher la courbe de Landau exactement au point local \tilde{x} .

On détermine $C_L(\tilde{x})$ par l'expression de l'amortissement Landau exacte en chaque $\tilde{k}_L(\tilde{x})\tilde{\lambda}_{De}(\tilde{x})$.

Nous avons ainsi :

$$\begin{aligned} \frac{\nu_L(k_L(\tilde{x})\lambda_{De}(\tilde{x}))}{\omega_{pe}(\tilde{x})} &= C_L(\tilde{x}) \tilde{k}_L(\tilde{x})^4 \tilde{\lambda}_{De}(\tilde{x})^4 \\ &= 2.0 \times 10^2 \left(\frac{\tilde{N}_{hydro}(\tilde{x})}{T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{1}{\frac{\tilde{k}_L(\tilde{x})}{2}} \right)^3 \exp \left(- \frac{1}{2\tilde{k}_L^2(\tilde{x})\tilde{\lambda}_{De}^2(\tilde{x})} \right) \end{aligned}$$

De là :

$$C_L(\tilde{x}) = \frac{2.0 \times 10^2 \left(\frac{\tilde{N}_{hydro}(\tilde{x})}{T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{1}{\frac{\tilde{k}_L(\tilde{x})}{2}} \right)^3 \exp \left(- \frac{1}{2\tilde{k}_L^2(\tilde{x})\tilde{\lambda}_{De}^2(\tilde{x})} \right)}{\tilde{k}_L^4(\tilde{x})\tilde{\lambda}_{De}^4(\tilde{x})}$$

3. Modélisation de l'instabilité de diffusion Raman stimulée et de sa saturation via le couplage avec les ondes sonores

Au final, nous obtenons l'expression de l'amortissement Landau dans l'espace de Fourier :

$$\begin{aligned}\frac{\nu_{L_{\tilde{k}}}}{\omega_{pe}} &= \frac{\nu_L(k_L(\tilde{x})\lambda_{De}(\tilde{x}))}{\omega_{pe}(\tilde{x})} \left(\frac{\tilde{k}}{\tilde{k}_L(\tilde{x})} \right)^4 \\ &= 2.0 \times 10^2 \exp \left(- \frac{1}{2\tilde{k}_L^2(\tilde{x})\tilde{\lambda}_{De}^2(\tilde{x})} \right) \left\{ \frac{\tilde{N}_{hydro}^{\frac{3}{2}}(\tilde{x})}{T_e^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\tilde{k}_L(\tilde{x})}{2} \right)^3} \right\} \left(\frac{\tilde{k}}{\tilde{k}_L(\tilde{x})} \right)^4\end{aligned}$$

D'où, dans nos normalisations :

$$\begin{aligned}\tilde{\nu}_{L_{\tilde{k}}} &= \frac{\nu_{L_{\tilde{k}}}}{\omega_{pe}} \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \\ &= 2.0 \times 10^2 \exp \left(- \frac{1}{2\tilde{k}_L^2(\tilde{x})\tilde{\lambda}_{De}^2(\tilde{x})} \right) \left\{ \frac{\tilde{N}_{hydro}^{\frac{3}{2}}(\tilde{x})}{T_e^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\tilde{k}_L(\tilde{x})}{2} \right)^3} \right\} \left(\frac{\tilde{k}}{\tilde{k}_L(\tilde{x})} \right)^4 \sqrt{\tilde{N}_{hydro}(\tilde{x})} \\ &= 2.0 \times 10^2 \exp \left(- \frac{1}{2\tilde{k}_L^2(\tilde{x})\tilde{\lambda}_{De}^2(\tilde{x})} \right) \left\{ \frac{\tilde{N}_{hydro}^2(\tilde{x})}{T_e^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\tilde{k}_L(\tilde{x})}{2} \right)^3} \right\} \left(\frac{\tilde{k}}{\tilde{k}_L(\tilde{x})} \right)^4\end{aligned}\quad (3.30)$$

- Le taux d'amortissement des ondes sonores $\tilde{\nu}_s$ est, dans notre cas d'étude spécifique de la saturation non-linéaire de l'instabilité de diffusion Raman où la dynamique ionique est couplée à cette instabilité, la somme de l'amortissement Landau de type électronique $\tilde{\nu}_{s,eL}$ et de l'amortissement Landau de type ionique $\tilde{\nu}_{s,iL}$, tous les deux normalisés à la pulsation des ondes sonores $\tilde{\omega}_s$.

Ainsi :

$$\tilde{\nu}_s = (\tilde{\nu}_{s,eL} + \tilde{\nu}_{s,iL})\tilde{\omega}_s \quad (3.31)$$

avec $\tilde{\nu}_{s,eL} = \left(\frac{\pi}{8} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{Zm_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}}$ et $\tilde{\nu}_{s,iL} = \left(\frac{\pi}{8} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{3}{\tau_i} \right)^{\frac{3}{2}} \exp[-3\frac{(1+\tau_i)}{2\tau_i}]$ où $\tau_i = \frac{3T_i}{ZT_e}$

$\tilde{\omega}_s$ est donnée par la relation classique $\tilde{\omega}_s = \tilde{k}_s \tilde{c}_s$ avec \tilde{k}_s le nombre d'onde et \tilde{c}_s la vitesse des ondes sonores.

En présence du "Langmuir Decay Instability" et pour les mêmes raisons que celles explicitées précédemment en ce qui concerne la modélisation de l'amortissement Landau des ondes plasmas de Langmuir, nous devons calculer l'amortissement des ondes sonores en passant dans l'espace de Fourier.

Ainsi, nous écrivons dans l'espace de Fourier :

$$\tilde{\nu}_{s_{\tilde{k}}} = \left(\frac{\pi}{8} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\left(\frac{Zm_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{3}{\tau_i} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[-3\frac{(1+\tau_i)}{2\tau_i} \right] \right) \tilde{c}_s |k| \quad (3.32)$$

3.2. Caractérisation paramétrique de l'instabilité de rétrodiffusion Raman stimulée (SRS)

Dans cette partie, les expressions analytiques sont données en unités "pratiques" suivant les normalisations :

- les taux de croissance γ et pulsations ω sont normalisés à la pulsation laser ω_0 et on écrit $\tilde{\gamma} = \frac{\gamma}{\omega_0}$, $\tilde{\omega} = \frac{\omega}{\omega_0}$
- les densités N sont normalisées à la densité critique n_c et on écrit $\tilde{N} = \frac{N}{n_c}$
- les vitesses de groupe v_g sont normalisées à la vitesse de la lumière c et on écrit $\tilde{v}_g = \frac{v_g}{c}$
- les longueurs l sont normalisées au rapport $\frac{c}{\omega_0}$ selon $\tilde{l} = \frac{l\omega_0}{c}$
- les nombres d'onde k sont normalisés au rapport $\frac{\omega_0}{c}$ selon $\tilde{k} = \frac{kc}{\omega_0}$

Dans le cas d'un espace monodimensionnel et à partir des équations de l'onde incidente 3.19, rétrodiffusée 3.20 et de Langmuir 3.22 établies dans la section 3.1.1 et dans lesquelles on insère les amortissements, on enveloppe l'onde de Langmuir autour du nombre d'onde \tilde{k}_L calculé à la densité de référence $\tilde{N}_{e,ref}$ suivant :

$$\tilde{\tilde{E}}_L(\tilde{x}, \tilde{t}) = \hat{E}_L(\tilde{x}, \tilde{t}) \exp(i\tilde{k}_L\tilde{x})$$

On obtient alors un système de trois équations modélisant SRS :

$$\begin{aligned} (\partial_{\tilde{t}} + \tilde{\nu}_t + \tilde{v}_{g0}\partial_{\tilde{x}} + i\frac{1}{2}(\tilde{N}_{hydro} - \tilde{N}_{e,ref}))\tilde{\tilde{E}}_0 &= \frac{\alpha_{inc}}{2}\tilde{k}_L\frac{\tilde{\tilde{E}}_{R,b}}{\tilde{\omega}_R}\hat{E}_L \\ (\partial_{\tilde{t}} + \tilde{\nu}_t - \tilde{v}_{gR}\partial_{\tilde{x}} + i\frac{1}{2\tilde{\omega}_R}(\tilde{N}_{hydro} - \tilde{N}_{e,ref}))\tilde{\tilde{E}}_{R,b} &= -\frac{\alpha_{inc}}{2}\tilde{k}_L\hat{E}_L^*\tilde{\tilde{E}}_0 \end{aligned} \quad (3.33)$$

$$(\partial_{\tilde{t}} + \tilde{\nu}_{cL} + \tilde{v}_{gL}\partial_{\tilde{x}} + i\frac{1}{2\tilde{\omega}_{pe,ref}}(\tilde{N}_{hydro} - \tilde{N}_{e,ref}))\hat{E}_L = -\frac{\alpha_{inc}}{2\sqrt{\tilde{N}_{e,ref}}}\tilde{k}_L\tilde{N}_{hydro}\tilde{\tilde{E}}_0\frac{\tilde{\tilde{E}}_{R,b}^*}{\tilde{\omega}_R}$$

avec $\tilde{v}_{gL} = \frac{3\tilde{\nu}_{the}^2\tilde{k}_L}{2\tilde{\omega}_{pe,ref}}$, $\tilde{v}_{gR} = \frac{\tilde{k}_R}{\tilde{\omega}_R}$, $\tilde{v}_{g0} = \tilde{k}_0$ et $\tilde{\omega}_{pe,ref} = \sqrt{\tilde{N}_{e,ref}}$

La constante de couplage de ce système est obtenue dans le cas spatio-temporel à partir de l'équation de l'onde rétrodiffusée et de Langmuir et est définie dans nos normalisations par :

$$\tilde{\gamma}_0^2 = \frac{\alpha^2\tilde{k}_L^2}{4\tilde{\omega}_R}\frac{\tilde{N}_{hydro}}{\sqrt{\tilde{N}_{e,ref}}} \quad (3.34)$$

En plasma homogène, $\tilde{N}_{e,ref} = \tilde{N}_{hydro}$, et la constante de couplage s'écrit après avoir utilisé la relation $\alpha \equiv \frac{v_{osc}}{c} = 0.426 \times 10^{-2} \sqrt{I_{14}} \lambda^2 W \mu m^2 / cm^2$ où I_{14} désigne comme

précédemment l'intensité de l'onde laser en unités $10^{14}W/cm^2$, avec la longueur d'onde λ en μm :

$$\tilde{\gamma}_0 = 1.06 \times 10^{-3} \tilde{N}_{e,ref}^{\frac{1}{4}} \frac{\tilde{k}_L}{\sqrt{\tilde{\omega}_R}} (I_{14} \lambda^2)^{\frac{1}{2}} \quad (3.35)$$

3.2.1. Seuil de l'instabilité Raman

Le système précédent est instable lorsque la condition de *seuil de l'instabilité* :

$$\tilde{\gamma}_0 > \sqrt{\tilde{\nu}_t \tilde{\nu}_{cL}} \quad (3.36)$$

est satisfaite.

En terme d'éclairement laser et unités normalisées, cette condition devient dans le cas de l'instabilité de rétrodiffusion Raman, $I_{14} \lambda^2 > (I_{14} \lambda^2)_{seuilSRS}$ avec :

$$(I_{14} \lambda^2)_{seuilSRS} \equiv 4.1 \times 10^{-5} \frac{\tilde{N}_{hydro}^{\frac{5}{2}} (\ln \Lambda_{ib}) (\ln \Lambda_{ei}) (\frac{Z_{eff}}{\lambda_0})^2}{T_e^3 (1 - \sqrt{\tilde{N}_{hydro}})} \left[1 + \left(\frac{\tilde{\nu}_L}{\tilde{\nu}_c} \right) \right] \quad (3.37)$$

Quand la condition précédente est satisfaite et que le plasma est de longueur finie, nous avons les caractéristiques paramétriques suivantes.

3.2.2. L'instabilité Raman absolue

- Le *seuil de l'instabilité absolue*, pour $\tilde{N}_{hydro} \ll \frac{1}{4}$ où $|\frac{\tilde{\nu}_{cL}}{\tilde{\nu}_{gL}}| > |\frac{\tilde{\nu}_t}{\tilde{\nu}_{gR}}|$, est donné par :

$$2\tilde{\gamma}_0 \left| \frac{\tilde{\nu}_{gL}}{\tilde{\nu}_{gR}} \right| > \tilde{\nu}_{cL}$$

En terme d'éclairement laser et en unités normalisées, le seuil de l'instabilité absolue est dépassé lorsque le flux laser incident vérifie : $I_{14} \lambda^2 > (I_{14} \lambda^2)_{seuilabsoluSRS}$, avec :

$$(I_{14} \lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \equiv 0.87 \times 10^{-3} \left[\frac{\tilde{N}_{hydro} (Ln \Lambda_{ei}) (\frac{Z_{eff}}{\lambda_0})}{T_e^2} \right]^2 \frac{(1 + \frac{\tilde{\nu}_L}{\tilde{\nu}_c})^2 \tilde{k}_R}{[\frac{\tilde{k}_L}{2}]^3} \quad (3.38)$$

Pour $\tilde{k}_L \tilde{\lambda}_{De} > 0.25$, l'amortissement Landau est supérieur à l'amortissement collisionnel et dans la limite $\tilde{\nu}_L \gg \tilde{\nu}_c$, nous pouvons donner un ordre de grandeur du seuil absolu :

$$(I_{14} \lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \approx 6.09 \times 10^{-3} \left[\frac{\tilde{N}_{hydro} (\frac{Z_{eff}}{\lambda_0})}{T_e^2} \right]^2 \left(\frac{\tilde{\nu}_L}{\tilde{\nu}_c} \right)^2 \quad (3.39)$$

Pour $\tilde{N}_{hydro} = 0.1$ et $T_e = 2KeV$, ce qui donne $\tilde{k}_L \tilde{\lambda}_{De} = 0.3$, on obtient :

$$(I_{14}\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \approx 250\tilde{\nu}_L^2$$

- Le *taux de croissance absolue*, pour $I_{14}\lambda^2 \gg (I_{14}\lambda^2)_{seuilabsoluSRS}$, est :

$$\tilde{\gamma}_{abs} = 2\tilde{\gamma}_0 \left(\frac{\tilde{\nu}_{gL}}{\tilde{\nu}_{gR}} \right)^{\frac{1}{2}}$$

En unités pratiques :

$$\tilde{\gamma}_{abs} = 0.93 \times 10^{-3} (I_{14}\lambda^2)^{\frac{1}{2}} T_e^{\frac{1}{2}} \frac{\left(\frac{\tilde{k}_L}{2}\right)^{\frac{3}{2}}}{\tilde{k}_R^{\frac{1}{2}}} \quad (3.40)$$

3.2.3. Longueur critique pour que le plasma de longueur finie soit le siège d'une instabilité

L'instabilité de diffusion Raman ne prend naissance que si la longueur \tilde{L} de plasma est plus grande que la longueur critique $\tilde{L}_c = \frac{\pi}{2} \tilde{L}_{car}$ où \tilde{L}_{car} a été définie dans la section 2.1.2.

Pour $(I_{14}\lambda^2) \gg (I_{14}\lambda^2)_{seuilabsoluSRS}$, cette longueur est donnée en unités pratiques par :

$$\frac{\tilde{L}_c}{\tilde{\lambda}_0} = 6.34 \frac{T_e^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{\tilde{N}_{hydro}(I_{14}\lambda^2)^{\frac{1}{2}}}} \left(\frac{\tilde{k}_R}{\frac{\tilde{k}_L}{2}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.41)$$

3.2.4. L'instabilité Raman convective

- Pour $I_{14}\lambda^2 > (I_{14}\lambda^2)_{seuilSRS}$, le taux de croissance convectif $\tilde{\gamma}_{conv}$ peut être approché par :

$$\tilde{\gamma}_{conv} = \tilde{\gamma}_0 \min \left(1, \frac{\tilde{\gamma}_0}{\tilde{\nu}_{cL}} \right) \quad (3.42)$$

En milieu fini $[0, L]$, comme cela a été vu en section 2.1.2, l'instabilité Raman en régime convectif se caractérise par de l'amplification spatiale.

- Le *taux de croissance spatiale* est :

$$\tilde{K}_{spat} = \frac{(\tilde{\gamma}_0^2 - \tilde{\nu}_t \tilde{\nu}_{cL})}{\tilde{\nu}_{cL} |\tilde{\nu}_{gR}|} \quad (3.43)$$

dans le domaine $\tilde{N}_{hydro} \ll \frac{1}{4}$ où $|\frac{\tilde{\nu}_{cL}}{\tilde{\nu}_{gL}}| \gg |\frac{\tilde{\nu}_t}{\tilde{\nu}_{gR}}|$.

Ceci implique un facteur de gain $G(\tilde{l}_s) = G_0(\tilde{l}_s)(1 - \tilde{\nu})$ avec $G_0(\tilde{l}_s) \equiv \frac{\gamma_0^2 \tilde{l}_s}{\tilde{\nu}_{cL} |\tilde{\nu}_{gR}|}$ où \tilde{l}_s correspond à la longueur de plasma où la condition de seuil $\tilde{\nu} \equiv \frac{\tilde{\nu}_{cL} \tilde{\nu}_t}{\gamma_0^2} < 1$ est vérifiée.

En unités normalisées :

$$G_0(\tilde{l}_s) = 4.2 \frac{T_e^{\frac{3}{2}}(I_{14}\lambda^2)(\frac{\tilde{l}_s}{\lambda_0})}{\sqrt{\tilde{N}_{hydro}(\ln \Lambda_{ei})(\frac{Z_{eff}}{\lambda_0})(1 + \frac{\tilde{\nu}_L}{\tilde{\nu}_c})}} \frac{\left(\frac{\tilde{k}_L}{2}\right)^2}{\tilde{k}_R} \quad (3.44)$$

Comme cela a déjà été dit précédemment, l'amortissement Landau domine l'amortissement collisionnel des ondes de Langmuir dès que $\tilde{k}_L \tilde{\lambda}_{De} > 0.25$.

Donc en choisissant $\tilde{k}_L \tilde{\lambda}_{De}$ tel que $\tilde{\nu}_L \gg \tilde{\nu}_c$, par exemple $\tilde{k}_L \tilde{\lambda}_{De} = 0.34$ correspondant aux paramètres physiques $\tilde{N}_{hydro} = 0.05$ et $T_e = 1 \text{ KeV}$ (avec $Z_{eff} = 1$ et $\lambda_0 = 1.06 \mu m$), nous pouvons donner un ordre de grandeur de la valeur du gain dans ce type de régime :

$$G_0(\tilde{l}_s) \approx 7.9(I_{14}\lambda^2)\tilde{l}_s \quad (3.45)$$

3.2.5. Effets d'inhomogénéité

L'interprétation physique du facteur de gain de Rosenbluth G_{Ros} a été donnée en section 2.1.3. On rappelle ici son expression analytique :

$$G_{Ros} = \frac{\pi \gamma_0^2}{|v_1 v_2 \kappa'|} \quad (3.46)$$

En dehors du domaine quart-critique, pour que l'approximation d'enveloppe soit valable, et dans le cas de l'antédiffusion et la rétrodiffusion Raman, G_{Ros} peut s'écrire sous la forme :

$$G_{Ros} = 7.2 \times 10^{-4} (I_{14}\lambda^2) \left(\frac{\tilde{L}_{\kappa'}}{2\pi}\right) \frac{\left(\frac{\tilde{k}_L}{2}\right)^2}{\tilde{k}_R} \quad (3.47)$$

avec $\tilde{L}_{\kappa'}$ la longueur d'inhomogénéité qui est donnée par :

$$\tilde{L}_{\kappa'} = \left(\frac{1}{\tilde{N}_{hydro}} \frac{d\tilde{N}_{hydro}}{d\tilde{x}}\right)^{-1} \quad (3.48)$$

D'après la théorie exposée en section 2.1.3, nous savons que l'inhomogénéité du plasma, dans le cas d'un profil de densité linéaire, est en mesure de stabiliser la nature absolue de l'instabilité Raman, mais que ce résultat n'est pas robuste. La longueur finie \tilde{L} du plasma implique des contraintes sur le critère de Rosenbluth.

Toute variation rapide conduisant notamment à des points d'inflexion sur le profil de densité peut déstabiliser les modes absolus. Si la longueur \tilde{l} (définie en 2.26) mesurant les variations rapides des quantités physiques du plasma de longueur finie \tilde{L} (longueur à laquelle \tilde{l} est intrinsèquement attachée) vérifie la relation $\tilde{l} > \tilde{l}_0(\tilde{L}_{\kappa'}) = \frac{3\frac{3}{2}}{4}(\tilde{l}_T)_{abs}$ ($(\tilde{l}_T)_{abs}$ étant définie en 2.30), alors l'inhomogénéité d'un profil de densité de type monotone stabilise les modes absolus.

La longueur \tilde{l}_0 est donnée en unités pratiques par :

$$\frac{\tilde{l}_0(\tilde{L}_{\kappa'})}{\tilde{\lambda}_0} = 4.8 \times 10^{-3} \frac{(I_{14}\lambda^2)^{\frac{1}{2}} T_e^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{\tilde{N}_{hydro}}} \left(\frac{\tilde{L}_{\kappa'}}{\tilde{\lambda}_0} \right) \frac{\left(\frac{\tilde{k}_L}{2} \right)^{\frac{3}{2}}}{\tilde{k}_R} \quad (3.49)$$

3.2.6. L'instabilité de décomposition électrostatique

L'instabilité de décomposition électrostatique dite par commodité "instabilité LDI" [24, 25, 29] correspond au couplage d'une onde de pompe de type onde de Langmuir avec les ondes acoustiques ioniques et une autre onde de Langmuir.

Dans ce processus de décomposition d'une onde de Langmuir sur les ondes sonores, l'onde acoustique ionique constitue la première onde fille et l'onde de Langmuir générée la deuxième onde fille.

De façon générique, nous pouvons écrire le système paramétrique représentant ce couplage à trois ondes sous la forme habituelle d'équations d'enveloppe [1] (dont la justification est donnée ci-après à partir du modèle d'équations établi dans la section 3.1.1) :

$$\begin{aligned} (\partial_t + \nu_{cL0} + \nu_{gL0}\partial_x)a_{L0} &= -\gamma_s n_{s1} a_{L1} \\ (\partial_t + \nu_{s1} + c_{s1}\partial_x)n_{s1} &= +\gamma_s a_{L0} a_{L1}^* \\ (\partial_t + \nu_{cL1} + \nu_{gL1}\partial_x)a_{L1} &= +\gamma_s a_{L0} n_{s1}^* \end{aligned} \quad (3.50)$$

où $a_{L\alpha}$, $\nu_{gL\alpha}$, $\nu_{cL\alpha}$ sont respectivement l'amplitude, la vitesse de groupe et l'amortissement de l'onde de Langmuir α ($\alpha = 0, 1$). n_{s1} , c_{s1} , ν_{s1} sont respectivement les fluctuations, la vitesse acoustique ionique et l'amortissement de l'onde sonore. γ_s est le coefficient de couplage de ce système paramétrique.

Les conditions de résonance à trois ondes s'écrivent :

$$\begin{aligned} k_{L0} &= k_{s1} + k_{L1} \\ \omega_{L0} &= \omega_{s1} + \omega_{L1} \end{aligned} \quad (3.51)$$

Ces conditions ne sont vérifiées que si $k_{L0} > k^*$ où le nombre d'onde k^* est déterminé comme suit à partir des conditions 3.51 :

$$\begin{aligned}
 \omega_{s1} &= \omega_{L0} - \omega_{L1} \\
 &= \sqrt{\omega_{pe}^2 + 3k_{L0}^2 v_{the}^2} - \sqrt{\omega_{pe}^2 + 3k_{L1}^2 v_{the}^2} \\
 &= \omega_{pe} \left(\sqrt{1 + 3k_{L0}^2 \left(\frac{v_{the}}{\omega_{pe}} \right)^2} - \sqrt{1 + 3k_{L1}^2 \left(\frac{v_{the}}{\omega_{pe}} \right)^2} \right) \\
 &\sim \omega_{pe} \left(\frac{3}{2} \lambda_{De}^2 (k_{L0}^2 - k_{L1}^2) \right) \\
 &\sim \omega_{pe} \left(\frac{3}{2} \lambda_{De}^2 (|k_{L0}| + |k_{L1}|)(|k_{L0}| - |k_{L1}|) \right)
 \end{aligned} \tag{3.52}$$

où on suppose $k_{L\alpha} \lambda_{De}^2 \ll 1$ pour $\alpha = 0, 1$.

De plus, $|k_{L0}| = k_{L0}$ et $|k_{L1}| = -k_{L1}$

Etant donné les conditions de résonance 3.51, nous déduisons de l'expression 3.52 la relation entre k_{L0} et k_{L1} qui définit k^* .

$$\begin{aligned}
 |k_{L0}| - |k_{L1}| &= \frac{2}{3} \frac{c_{s1}}{\omega_{pe} \lambda_{De}^2} \\
 &= \frac{2}{3} \frac{c_{s1} \omega_{pe}}{v_{Te}^2} \\
 &= \frac{2}{3} \frac{c_{s1}}{v_{Te}} \frac{\omega_{pe}}{v_{Te}} \\
 &= \frac{2}{3} \sqrt{\frac{Z m_e}{m_i}} \frac{\omega_{pe}}{v_{Te}} = k^*
 \end{aligned} \tag{3.53}$$

L'instabilité prend place lorsque $\gamma_s > \nu_{s1} \nu_{cL1}$ et le seuil [1] de *l'instabilité absolue* s'écrit :

$$\gamma_s > \frac{\nu_{s1}}{2} \left| \frac{v_{gL1}}{c_{s1}} \right| \tag{3.54}$$

On peut définir γ_s à partir du système d'équations donné en section 3.1.1 qui modélise à la fois l'instabilité de diffusion Raman (SRS) et le couplage des ondes de Langmuir générées par SRS avec les ondes sonores.

Ce couplage des ondes plasmas de type Langmuir et acoustiques ioniques est décrit par

les **équations de Zakharov** obtenues directement à partir des équations 3.22 et 3.23 que nous donnons ci-dessous, dans les unités normalisées de la partie 3.1.1 qui ont été rappelées au début de section 3.2 :

- onde de Langmuir :

$$(\partial_{\tilde{t}} + \tilde{\nu}_{cL} - i(\frac{3\tilde{\nu}_{the}^2}{2\tilde{\omega}_{pe,ref}})\tilde{\nabla}^2)\tilde{E}_L = -\frac{i}{2\sqrt{\tilde{N}_{e,ref}}}\tilde{n}_s\tilde{E}_L$$

- onde sonore :

$$[\partial_{\tilde{t}}^2 + 2\tilde{\nu}_s\partial_{\tilde{t}} - \tilde{c}_s^2\tilde{\nabla}^2]\frac{\tilde{n}_s}{\tilde{N}_{hydro}} = \frac{Zm_e}{m_i}\alpha_{inc}^2\tilde{\nabla}^2\left(\frac{|\tilde{E}_L|^2}{\tilde{N}_{hydro}}\right)$$

avec \tilde{E}_L l'enveloppe lentement variable en temps de l'amplitude du champ électrique associé aux ondes de langmuir et $\frac{\tilde{n}_s}{\tilde{N}_{hydro}}$ les fluctuations acoustiques ioniques en réponse au terme pondéromoteur $\frac{|\tilde{E}_L|^2}{\tilde{N}_{hydro}}$.

L'instabilité de décomposition électrostatique est intrinsèquement incluse dans les équations de Zakharov.

En effet, si nous écrivons :

* pour le champ de Langmuir \tilde{E}_L

$$\tilde{E}_L(\tilde{x}, \tilde{t}) = \hat{E}_{L0}(\tilde{x}, \tilde{t}) \exp(i\tilde{k}_{L0}\tilde{x}) + \hat{E}_{L1} \exp(i\tilde{k}_{L1}\tilde{x}) + c.c$$

où \hat{E}_{L0} et \hat{E}_{L1} représentent respectivement l'onde de Langmuir mère et fille enveloppée autour de leur nombre d'onde \tilde{k}_{L0} et \tilde{k}_{L1} .

* pour la densité sonore \tilde{n}_s

$$\tilde{n}_s(\tilde{x}, \tilde{t}) = \tilde{n}_{s1}(\tilde{x}, \tilde{t}) \exp -i(\tilde{\omega}_{s1}\tilde{t} - \tilde{k}_{s1}\tilde{x})$$

où \tilde{n}_{s1} est l'onde acoustique ionique (représentant la deuxième onde fille), enveloppée temporellement autour de sa pulsation $\tilde{\omega}_{s1}$ et spatialement autour de son nombre d'onde \tilde{k}_{s1} .

Les nombres d'onde et pulsations de ces ondes sont reliés par les relations 3.51. Nous avons en particulier $\tilde{k}_{L1} = -\tilde{k}_{L0} + \tilde{k}^*$ et $\tilde{k}_{s1} = 2\tilde{k}_{L0} - \tilde{k}^*$.

Nous obtenons alors le système d'équations décrivant une décomposition électrostatique

associée aux équations de Zakahrov :

$$\begin{aligned}
 (\partial_{\tilde{t}} + \tilde{\nu}_{cL} + \tilde{\nu}_{gL1}\partial_{\tilde{x}})\hat{E}_{L0} &= -\frac{1}{2\sqrt{\tilde{N}_{e,ref}}}\tilde{n}_{s1}\hat{E}_{L1} \\
 (\partial_{\tilde{t}} + \tilde{\nu}_{s1} + \tilde{c}_s\partial_{\tilde{x}})\tilde{n}_{s1} &= \frac{Zm_e}{m_i}\alpha_{inc}^2\frac{\tilde{\omega}_{s1}}{\tilde{c}_s^2}\hat{E}_{L0}\hat{E}_{L1}^* \\
 (\partial_{\tilde{t}} + \tilde{\nu}_{cL} - \tilde{\nu}_{gL2}\partial_{\tilde{x}})\hat{E}_{L1} &= \frac{1}{2\sqrt{\tilde{N}_{e,ref}}}\tilde{n}_{s1}^*\hat{E}_{L0}
 \end{aligned} \tag{3.55}$$

avec $\tilde{\nu}_{gL\alpha} = \frac{3\tilde{\nu}_{the}^2\tilde{k}_{L\alpha}}{2\tilde{\omega}_{pe,ref}}$ ($\alpha = 1, 2$) et $\tilde{c}_s = \sqrt{\frac{ZT_e+T_i}{m_i}}$.

La constante de couplage $\tilde{\gamma}_s$ de ce système est alors donnée par :

$$\tilde{\gamma}_s^2 = \frac{Zm_e}{2m_i}\frac{\alpha_{inc}^2}{\sqrt{\tilde{N}_{e,ref}}}\frac{\tilde{k}_{s1}}{\tilde{c}_s}|\hat{E}_{L0}|^2 \tag{3.56}$$

Dans le processus de décomposition électrostatique décrit plus haut, l'onde de Langmuir \hat{E}_{L1} générée est également instable vis à vis des ondes sonores et devient donc l'onde de pompe d'une deuxième instabilité de décomposition électrostatique.

Par suite, nous avons une cascade de décompositions électrostatiques communément appelée cascade LDI. Cette cascade d'ondes de Langmuir et d'ondes sonores est directement prise en compte dans les équations de Zakharov puisque le Laplacien ∇^2 permet d'avoir des ondes dans toutes les directions et de générer ainsi, dans l'espace de Fourier, l'ensemble des nombres d'ondes \tilde{k}_s et \tilde{k}_L résonnants pour le LDI.

Pour le cas qui nous concernera tout au long de ce manuscrit, on cherchera à comprendre comment agit l'instabilité LDI dans la saturation de l'onde de Langmuir générée par l'instabilité primaire qu'est l'instabilité Raman ; le LDI est donc une instabilité secondaire où l'onde de pompe est l'onde de Langmuir générée par SRS.

3.3. Aspects numériques et algorithmiques

3.3.1. Modélisation du bruit thermique

Pour simuler numériquement l'instabilité Raman et sa saturation par la dynamique ionique, il est nécessaire d'introduire dans les équations de la partie 3.1.1 une source modélisant l'émission spontanée des ondes (c'est ce qu'on appelle le bruit thermique [53, 54, 55]) présente à l'état naturel dans le plasma.

Pour cela, nous plaçons un bruit en volume, généré par un système d'équations de

Langevin couplées, dans le second membre des équations de l'onde de Langmuir et de l'onde sonore selon :

$$\left(\partial_{\tilde{t}} + \frac{1}{\tilde{\tau}_c}\right)S(\tilde{x}, \tilde{t}) = B(\tilde{x}, \tilde{t}) \quad (3.57)$$

$$\left(\partial_{\tilde{x}} + \frac{1}{\tilde{l}_{cor}}\right)\hat{S}(\tilde{x}, \tilde{t}) = S(\tilde{x}, \tilde{t}) \quad (3.58)$$

où $B(\tilde{x}, \tilde{t})$ est un bruit numérique représentant un bruit blanc (sa génération sera expliquée dans la partie 3.3.2), $\tilde{\tau}_c$ et \tilde{l}_{cor} représentent respectivement le temps et la longueur de corrélation du terme source $\hat{S}(\tilde{x}, \tilde{t})$ et sont déterminés de façon à générer un bruit avec des largeurs spectrales en pulsation et nombre d'onde qui se doivent d'être suffisantes pour exciter les composantes résonnantes mises en jeu par l'instabilité Raman et l'instabilité LDI (les valeurs choisies pour $\tilde{\tau}_c$ et \tilde{l}_{cor} sont données dans la partie 3.3.2).

En plasma homogène, la densité de référence $\tilde{N}_{e,ref}$ est la densité de chacun des points du plasma. Il suffit de choisir une largeur spectrale, centrée sur les nombres d'onde $\tilde{k}_{L,ref}$ et pulsations $\tilde{\omega}_{L,ref}$ calculés à cette densité, suffisante pour qu'en régime LDI, les nombres d'onde de Langmuir \tilde{k}_L et sonore \tilde{k}_s générés par cascades successives vers les nombres d'onde décroissants restent dans le bruit et dans le domaine où l'amplitude moyenne de celui-ci varie peu.

En plasma inhomogène, nous ne pouvons pas utiliser exactement la même méthode qu'en plasma homogène.

L'inhomogénéité entraîne en effet que la densité varie en chaque point du plasma et les nombres d'ondes sont donc calculés localement. Garder en tout point du plasma inhomogène le même bruit que celui généré par le système d'équations de Langevin en plasma homogène entraînerait que certaines composantes spectrales de l'onde de Langmuir, qui sont éloignées de la composante fondamentale calculée à la densité de référence $\tilde{N}_{e,ref}$, seraient nourries par un niveau de bruit thermique différent que celui se trouvant à la position de référence associée à $\tilde{N}_{e,ref}$.

Il apparaît donc nécessaire de décaler en temps et en espace, le long du profil inhomogène, le bruit généré en ce point de référence où la densité est $\tilde{N}_{e,ref}$. La démarche calculatoire qui conduit à la modélisation du bruit thermique en plasma inhomogène est présentée ci-dessous.

Commençons par reprendre l'équation de l'onde de pompe, de l'onde rétrodiffusée et de l'onde de Langmuir en espace monodimensionnel et milieu inhomogène (à partir des équations complètes établies en section 3.1.1), sans le couplage avec la dynamique ionique.

Si on considère C_0 , $C_{R,b}$ et C_L les coefficients des termes de couplage pour l'onde de pompe, l'onde rétrodiffusée et de l'onde de Langmuir respectivement, les équations qui

simulent les couplages de modes pour l'instabilité de rétrodiffusion Raman prennent la forme suivante :

- *onde de pompe* :

$$(\partial_{\tilde{t}} + \tilde{v}_{g0}\partial_{\tilde{x}} + i\tilde{\Delta}W_0)\tilde{\tilde{E}}_0 = C_0\tilde{\tilde{E}}_L\tilde{\tilde{E}}_{R,b}\exp(-i\tilde{k}_{L_b}\tilde{x})$$

- *onde rétrodiffusée* :

$$(\partial_{\tilde{t}} - \tilde{v}_{gR}\partial_{\tilde{x}} + i\tilde{\Delta}W_R)\tilde{\tilde{E}}_{R,b} = C_{R,b}\tilde{\tilde{E}}_L^*\tilde{\tilde{E}}_0\exp(i\tilde{k}_{L_b}\tilde{x})$$

- *onde plasma* :

$$(\partial_{\tilde{t}} - i\left(\frac{3\tilde{v}_{the}^2}{2\tilde{\omega}_{pe,ref}}\right)\partial_{\tilde{x}}^2 + i\tilde{\Delta}W_L)\tilde{\tilde{E}}_L = C_L\tilde{\tilde{E}}_0\tilde{\tilde{E}}_{R,b}^*\exp(i\tilde{k}_{L_b}\tilde{x})$$

où $\tilde{\Delta}W_0$, $\tilde{\Delta}W_R$ et $\tilde{\Delta}W_L$ sont les termes caractérisant l'inhomogénéité du plasma :

$$\tilde{\Delta}W_0 = \frac{1}{2}\alpha_{inc}(\tilde{N}_{hydro} - \tilde{N}_{e,ref})$$

$$\tilde{\Delta}W_R = \frac{1}{2\tilde{\omega}_R}\alpha_{inc}(\tilde{N}_{hydro} - \tilde{N}_{e,ref})$$

$$\tilde{\Delta}W_L = \frac{1}{2\tilde{\omega}_{pe}}\alpha_{inc}(\tilde{N}_{hydro} - \tilde{N}_{e,ref})$$

Nous enveloppons maintenant en espace le champ de Langmuir $\tilde{\tilde{E}}_L$ autour du nombre d'onde \tilde{k}_{L_b} calculé au point de référence .

En écrivant $\tilde{\tilde{E}}_L(\tilde{x}, \tilde{t}) = \hat{E}_L(x, \tilde{t})\exp(i\tilde{k}_{L_b}\tilde{x})$, nous obtenons :

- *onde de pompe* :

$$(\partial_{\tilde{t}} + \tilde{v}_{g0}\partial_{\tilde{x}} + i\tilde{\Delta}W_0)\tilde{\tilde{E}}_0 = \tilde{C}_0\hat{E}_L\tilde{\tilde{E}}_{R,b}$$

- *onde rétrodiffusée* :

$$(\partial_{\tilde{t}} - \tilde{v}_{gR}\partial_{\tilde{x}} + i\tilde{\Delta}W_R)\tilde{\tilde{E}}_{R,b} = \tilde{C}_{R,b}\hat{E}_L^*\tilde{\tilde{E}}_0$$

- *onde plasma* :

$$(\partial_{\tilde{t}} + \tilde{v}_{gL}\partial_{\tilde{x}} - i\left(\frac{3\tilde{v}_{the}^2}{2\tilde{\omega}_{pe,ref}}\right)\partial_{\tilde{x}}^2 + i\left(\frac{3\tilde{v}_{the}^2}{2\tilde{\omega}_{pe,ref}}\tilde{k}_{L,ref}^2\right) + i\tilde{\Delta}W_L)\hat{E}_L = \tilde{C}_L\tilde{\tilde{E}}_0\tilde{\tilde{E}}_{R,b}^*$$

$$\text{avec } \tilde{v}_{gL} = \left(\frac{3\tilde{v}_{the}^2\tilde{k}_{L,ref}}{\tilde{\omega}_{pe,ref}}\right).$$

L'autre étape de la modélisation consiste à calculer les conditions de résonance locales en chaque point \tilde{x} et d'envelopper, pour chaque onde α (avec $\alpha = 0; R, b; L$), les champs autour des décalages spatio-temporels $\delta\tilde{\omega}_\alpha$ et $\delta\tilde{k}_\alpha$ par rapport au point de référence $\tilde{N}_{e,ref}$ du profil inhomogène.

Etant donné les conditions de résonance locales $0 = \delta\tilde{\omega}_R + \delta\tilde{\omega}_L$ et $\delta\tilde{k}_0 = \delta\tilde{k}_R + \delta\tilde{k}_L$, on écrit :

$$\hat{E}_0 = \tilde{E}_0 \exp(+i \int_{x_0}^x \delta\tilde{k}_0(\tilde{x}') d\tilde{x}') \text{ et } \hat{E}_{R,b} = \tilde{E}_{R,b} \exp(-i(\delta\tilde{\omega}_R \tilde{t} - \int_{x_0}^x \delta\tilde{k}_R(\tilde{x}') d\tilde{x}'))$$

$$\hat{E}_L = \tilde{E}_L \exp(-i(\delta\tilde{\omega}_L \tilde{t} - \int_{x_0}^x \delta\tilde{k}_L(\tilde{x}') d\tilde{x}'))$$

Ce qui conduit alors au système de cinq équations suivant :

$$\begin{aligned} \delta\tilde{k}_0 \tilde{v}_{g0} + \tilde{\Delta} W_0 &= 0 \\ -\delta\tilde{\omega}_R - \tilde{v}_{gR} \delta\tilde{k}_R + \tilde{\Delta} W_R &= 0 \\ -\delta\tilde{\omega}_L - \tilde{v}_{gL} \delta\tilde{k}_L + \tilde{\Delta} W_{th} + \tilde{\Delta} W_L &= 0 \\ \delta\tilde{\omega}_R + \delta\tilde{\omega}_L &= 0 \\ \delta\tilde{k}_0 &= \delta\tilde{k}_R + \delta\tilde{k}_L \end{aligned} \tag{3.59}$$

$$\text{avec } \tilde{v}_{gL} = \frac{3\tilde{v}_{the}^2 \tilde{k}_L}{\tilde{\omega}_{pe,ref}} \text{ et } \tilde{\Delta} W_{th} = \frac{3\tilde{v}_{the}^2 \tilde{k}_L^2}{2\tilde{\omega}_{pe,ref}}$$

La résolution de ce système fermé donne :

$$\begin{aligned} \delta\tilde{k}_0 &= -\frac{\tilde{\Delta} W_0}{\tilde{v}_{g0}} \\ \delta\tilde{k}_R &= \frac{(\tilde{\Delta} W_R + \tilde{\Delta} W_L) + \tilde{\Delta} W_{th} + \delta\tilde{k}_0 \tilde{v}_{gL}}{\tilde{v}_{gL} + \tilde{v}_{gR}} \\ \delta\tilde{\omega}_R &= \tilde{\Delta} W_R - \delta\tilde{k}_R \tilde{v}_{gR} \end{aligned}$$

D'où les expressions ci-dessous des décalages à la résonance, en nombre d'onde et pulsation :

$$\begin{aligned} \delta\tilde{k}_L &= \delta\tilde{k}_0 - \frac{(\tilde{\Delta} W_R + \tilde{\Delta} W_L) + \tilde{\Delta} W_{th} + \delta\tilde{k}_0 \tilde{v}_{gL}}{\tilde{v}_{gL} + \tilde{v}_{gR}} \\ \delta\tilde{\omega}_L &= \delta\tilde{k}_R \tilde{v}_{gR} - \tilde{\Delta} W_R \end{aligned} \tag{3.60}$$

En introduisant ces décalages 3.60 en fréquence et nombre d'onde dans les équations 3.57 et 3.58 générant un bruit thermique en plasma homogène, nous arrivons aux équations de Langevin suivantes qui génèrent le bruit source \hat{S}_L en plasma inhomogène :

$$\begin{aligned} \left(\partial_{\tilde{t}} + i\delta\tilde{\omega}_L(\tilde{x}) + \frac{1}{\tilde{\tau}_c} \right) S_L(\tilde{x}, \tilde{t}) &= B(\tilde{x}, \tilde{t}) \exp\{-i\delta\tilde{\omega}_L(\tilde{x})\tilde{t}\} \\ \left(\partial_{\tilde{x}} - i\delta\tilde{k}_L(\tilde{x}) + \frac{1}{\tilde{l}_{cor}} \right) \hat{S}_L(\tilde{x}, \tilde{t}) &= S_L(\tilde{x}, \tilde{t}) \exp \left\{ i \left(\int_0^{\tilde{x}} \delta\tilde{k}_L(\tilde{x}') d\tilde{x}' \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.61)$$

Pour l'onde sonore, nous avons utilisé le même module de génération du bruit que celui qui vient d'être exposé pour l'onde de Langmuir mais avec une amplitude quadratique moyenne, des longueurs et temps de corrélation différents puisque adaptés aux caractéristiques physiques des ondes acoustiques-ioniques.

En espace monodimensionnel, la méthode de génération du bruit thermique qui est introduit en terme source dans les équations des ondes de Langmuir et sonore se fait exactement à partir des équations 3.61.

En espace bidimensionnel, nous devons aussi introduire du bruit suivant la dimension transverse. Ceci se fait en ajoutant une troisième équation au système de Langevin 3.61 selon :

$$\begin{aligned} \left(\partial_{\tilde{t}} + i\delta\tilde{\omega}_L(\tilde{x}) + \frac{1}{\tilde{\tau}_c} \right) S_L(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{t}) &= B(\tilde{x}, \tilde{t}) \exp\{-i\delta\tilde{\omega}_L(\tilde{x})\tilde{t}\} \\ \left(\partial_{\tilde{y}} + \frac{1}{\tilde{l}_{cor y}} \right) \tilde{S}_L(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{t}) &= S_L(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{t}) \\ \left(\partial_{\tilde{x}} - i\delta\tilde{k}_L(\tilde{x}) + \frac{1}{\tilde{l}_{cor x}} \right) \hat{S}_L(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{t}) &= \tilde{S}_L(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{t}) \exp \left\{ i \left(\int_0^{\tilde{x}} \delta\tilde{k}_L(\tilde{x}') d\tilde{x}' \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.62)$$

Dans la suite, nous n'utiliserons plus le symbole \tilde{P} signifiant que les quantités physiques P sont normalisées. Ce sera le cas intrinsèquement.

Illustration de l'importance de ce bruit en volume : amplification spatiale de Rosenbluth dans le cas où SRS n'est pas couplée aux ondes acoustiques ioniques pour un profil linéaire de densité $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$ et une longueur $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$

Ce paragraphe a pour but d'illustrer le comportement de l'instabilité de rétrodiffusion Raman quand le plasma est inhomogène et que le profil de densité est choisi linéaire.

Pour se placer dans les conditions de Rosenbluth et de son article célèbre de 1972 [45], on fixe l'onde de pompe constante pendant toute la durée de la simulation et on impose un bruit constant en condition limite de l'onde rétrodiffusée.

A partir des équations 3.19, 3.20 et 3.22 dans lesquelles on a inséré les amortissements suivant les expressions données en section 3.1.2 et en considérant uniquement les couplages qui font intervenir l'instabilité Raman seule, on obtient les trois équations suivantes :

$$\begin{aligned}
 \left(\partial_t + \nu_t + v_{g0} \partial_x + i \left\{ \frac{N_{hydro} - N_{e,ref}}{2\omega_0} \right\} \right) E_0 &= -i\alpha_{inc} \frac{\nabla E_L}{2\omega_R} E_R \exp(ik_{L,b}x) \\
 \left(\partial_t + \nu_t - v_{gR} \partial_x + i \left\{ \frac{N_{hydro} - N_{e,ref}}{2\omega_R} \right\} \right) E_R &= -i\alpha_{inc} \frac{\nabla E_L^*}{2} E_0 \exp(ik_{L,b}x) \\
 \left(\partial_t + \nu_{cL} - i \left(\frac{3v_{the}^2}{2\omega_{pe,ref}} \right) \nabla^2 + i \left\{ \frac{N_{hydro} - N_{e,ref}}{2\sqrt{N_{e,ref}}} \right\} \right) E_L &= i\alpha_{inc} \frac{N_{hydro}}{2\sqrt{N_{e,ref}}} \nabla \left[\frac{E_R^*}{\omega_R} E_0 \exp(ik_{L,b}x) \right]
 \end{aligned} \tag{3.63}$$

et on remplace le bruit en volume S_L (qui modélise le bruit thermique) sur l'équation de l'onde de Langmuir (cf. système d'équations 3.81) par un bruit imposé, à la sortie du plasma, sur l'onde rétrodiffusée du type :

$$|E_R|_{x=L,t} = 10^{-4} \exp i\delta\omega t \tag{3.64}$$

où $\delta\omega$ est un décalage en fréquence de façon à être en mesure d'exciter l'instabilité Raman en un point du profil tel que $N_{hydro} \neq N_{e,ref}$ ($\delta\omega = 0$ correspond au point du profil tel que $N_{hydro} = N_{e,ref}$).

Les paramètres choisis pour les simulations présentées sont les suivants :

- * $I\lambda^2 = 7 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $Z=1$
- * $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$, $N_{e,ref} = 0.1n_c$
- * $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $l_t = 105 \frac{c}{\omega_0}$ (calculée pour $N_{hydro} = 0.1n_c$), $T = [0 : 30000]\omega_0^{-1}$
- * $0.92 \frac{\omega_0}{c} < k_0 < 0.97 \frac{\omega_0}{c}$, $0.47 \frac{\omega_0}{c} < k_R < 0.74 \frac{\omega_0}{c}$, $1.39 \frac{\omega_0}{c} < k_L < 1.72 \frac{\omega_0}{c}$
- * $0.16 < k_L \lambda_{De} < 0.34$
- * $v_{gR} = 0.59c$, $v_{gL} = 0.016c$, $\omega_R = 0.68\omega_0$ pour $N_{hydro} = 0.1n_c$

Notons qu'on se permet ici d'utiliser un éclairage laser élevé, $I\lambda^2 = 7 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$, dans la mesure où la condition aux limites constante sur l'onde rétrodiffusée assure une croissance de l'instabilité Raman uniquement au point de résonance qui est, sans décalage en fréquence, le point dit de référence associé à la densité $N_{e,ref}$. De là, si la résonance n'est pas décalée jusqu'aux deux points paraboliques de la fonction tanh (cf. section 3.3.3), il n'y a pas de risque de déclencher une instabilité absolue.

Etant donné que $L \gg l_t$ et qu'il n'y pas de fluctuation (par exemple de type parabolique) de densité imposée ou provoquée par la dynamique ionique (en raison d'une instabilité LDI, entres autres) autour du **profil linéaire** dans tout l'espace $x \in]300, 700[\frac{c}{\omega_0}$, on sait que la théorie invoquée par l'article de Rosenbluth [45] (et rappelée dans la partie 2.1.3) implique que l'instabilité Raman est en *régime d'amplification spatiale*. L'instabilité s'amplifie alors spatialement le long du profil de densité suivant $\exp G_{Ros}$ où le facteur de gain de Rosenbluth G_{Ros} est donné dans nos unités par :

$$G_{Ros} = 7.2 \times 10^{-4} (I_{14} \lambda^2) \left(\frac{L_{\kappa'}}{2\pi} \right) \frac{\left(\frac{k_L}{2} \right)^2}{k_R} \quad (3.65)$$

La figure 3.1 (D) donne la variation de ce gain de Rosenbluth le long du profil de densité linéaire choisi (figure 3.1 (G)).

Au point de référence $x = \frac{L}{2}$ où $N_{hydro}(x = \frac{L}{2}) = N_{e,ref} = 0.1n_c$, on trouve $G_{Ros} = 7.785$.

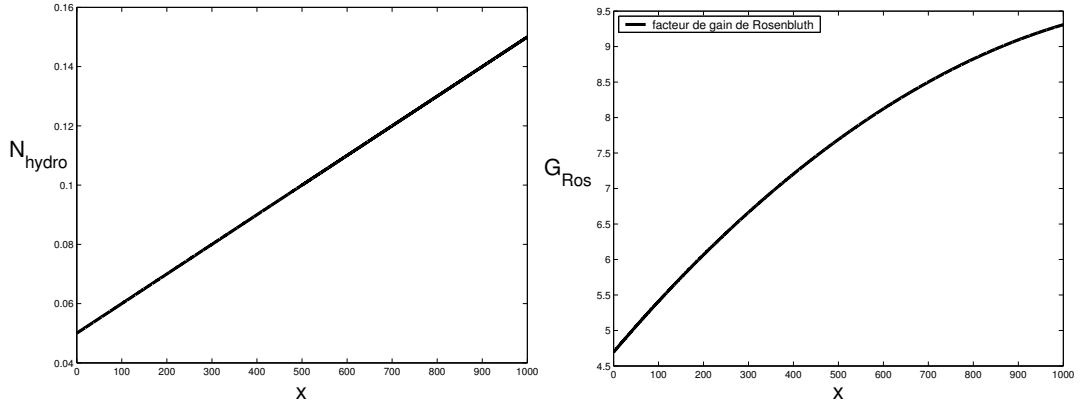


FIG. 3.1.: profil de densité (G) et facteur de gain de Rosenbluth (D) en fonction de l'espace

On a fait quatre simulations dans le but de montrer qu'un décalage en fréquence $\delta\omega$ permettrait bien d'atteindre des résonances situées en des points autres que le point $x = 500\frac{c}{\omega_0}$ où $N_{hydro} = N_{e,ref}$:

- * cas 1 : $\delta\omega = 0$
- * cas 2 : $\delta\omega = -0.01$
- * cas 3 : $\delta\omega = -0.025$
- * cas 4 : $\delta\omega = 0.01$

Le cas 1 n'introduit pas de décalage en fréquence. L'amplification spatiale a donc lieu au point de résonance, qui est dans ce cas le point de référence $x_{ref} = 500\frac{c}{\omega_0}$. C'est ce qu'on constate sur la figure 3.2 (G) et la figure 3.2 (D).

Par contre, pour les cas 2, 3 et 4, la condition limite étant décalée temporellement,

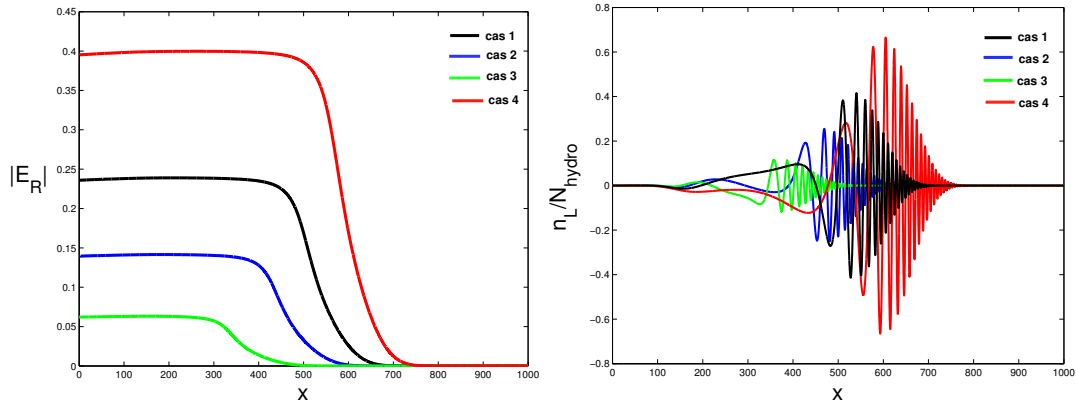


FIG. 3.2.: *Amplification spatiale de Rosenbluth* : ondes rétrodiffusées (G) et ondes de Langmuir (D) en fonction de l'espace, à $t = 30000\omega_0^{-1}$, pour quatre points de résonance sélectionnés

cela implique que la résonance sera également décalée du point de référence x_{ref} où $N_{e,ref} = 0.1$.

Pour connaître les points du plasma où l'amplification spatiale a lieu, on écrit les équations d'enveloppe associées au système 3.63 :

$$\begin{aligned}
 (\partial_t + \nu_t + v_{g0}\partial_x + i\Delta\omega_0(x))E_0 &= +\frac{k_L}{2\omega_R}\alpha_{inc}E_RE_L \\
 (\partial_t + \nu_t - v_{gR}\partial_x + i\Delta\omega_R(x))E_R &= -\frac{k_L}{2}\alpha_{inc}E_0E_L^* \\
 (\partial_t + \nu_{cL} + v_{gL}\partial_x + i\Delta\omega_L(x))E_L &= -\frac{k_L N_{hydro}}{2\omega_R \sqrt{N_{e,ref}}}\alpha_{inc}E_0E_R^*
 \end{aligned} \tag{3.66}$$

avec les facteurs d'inhomogénéité $\Delta\omega_R$ et $\Delta\omega_L$ donnés par :

$$\begin{aligned}
 \Delta\omega_0(x) &= \frac{(N_{hydro}(x) - N_{e,ref})}{2\omega_0} \\
 \Delta\omega_R(x) &= \frac{(N_{hydro}(x) - N_{e,ref})}{2\omega_R} \\
 \Delta\omega_L(x) &= \frac{(N_{hydro}(x) - N_{e,ref})}{2\sqrt{N_{e,ref}}}
 \end{aligned} \tag{3.67}$$

où $N_{hydro}(x) = ax + b$ avec $a = 10^{-4}$ et $b = 0.05$.

De manière générale, si on cherche le point de résonance pour lequel :

$$E_R \sim \exp -i(\delta\omega_R t - \delta k_R x)$$

3. Modélisation de l'instabilité de diffusion Raman stimulée et de sa saturation via le couplage avec les ondes sonores

- on écrit les conditions de résonance :

$$0 = \delta\omega_R + \delta\omega_L$$

$$\delta k_0 = \delta k_R + \delta k_L$$

où on a supposé $E_0 \sim \exp i\delta k_0 x$ et $E_L \sim \exp -i(\delta\omega_L t - \delta k_L x)$

- on écrit que les relations de dispersion sont satisfaites pour chacune des ondes :

$$\delta k_0 v_{g0} + \Delta\omega_0 = 0$$

$$\delta\omega_R + \delta k_R v_{gR} - \Delta\omega_R = 0$$

$$\delta\omega_L - \delta k_L v_{gL} - \Delta\omega_L = 0$$

Et on en déduit :

$$\delta\omega_L = -\delta\omega_R$$

$$\delta k_0 = -\frac{\Delta\omega_0}{v_{g0}}$$

$$\delta k_R = \frac{\Delta\omega_R - \delta\omega_R}{v_{gR}}$$

$$\delta k_L = -\left(\frac{\Delta\omega_L + \delta\omega_R}{v_{gL}}\right)$$

En reportant ces expressions dans $\delta k_0 = \delta k_R + \delta k_L$:

$$\frac{\Delta\omega_0}{v_{g0}} = \frac{-\Delta\omega_R + \delta\omega_R}{v_{gR}} + \frac{\Delta\omega_L + \delta\omega_R}{v_{gL}}$$

on obtient une équation implicite donnant le point de résonance pour $\delta\omega_R$ fixé.

Après avoir remplacé chaque $\Delta\omega_\alpha$ par leur expression 3.67, on arrive à l'équation suivante :

$$\frac{(N_{hydro} - N_{e,ref})}{2} \left[\frac{1}{\omega_0 v_{g0}} + \frac{1}{\omega_R v_{gR}} - \frac{1}{\sqrt{N_{e,ref}} v_{gL}} \right] = \delta\omega_R \left\{ \frac{1}{v_{gL}} + \frac{1}{v_{gR}} \right\}$$

Etant donné que $v_{gL} \ll \{v_{g0}, v_{gR}\}$, on en déduit une expression simplifiée, vraie dans le cas présenté ici :

$$(N_{hydro} - N_{e,ref}) \simeq +2\delta\omega \sqrt{N_{e,ref}} \quad (3.68)$$

car $\delta\omega_R = -\delta\omega$ avec la condition limite 3.64 imposée sur l'onde rétrodiffusée.

Finalement, à $\delta\omega$ donné, il correspond le point de résonance x_{res} :

$$x_{res} = \frac{2\delta\omega\sqrt{N_{e,ref}} - (b - N_{e,ref})}{a} \quad (3.69)$$

Après calculs, on trouve que le point de résonance pour le cas 2 est $x_{res} = 435\frac{c}{\omega_0}$, pour le cas 3 $x_{res} = 337\frac{c}{\omega_0}$ et pour le cas 4 $x_{res} = 563.5\frac{c}{\omega_0}$, ce qu'on vérifie sur la figure 3.2 (D).

Enfin, la figure 3.2 (G) montre les amplifications spatiales, via l'onde rétrodiffusée, correspondantes à chacun des cas. Par exemple, pour le cas 1, on doit trouver une amplification telle que :

$$\frac{|E_R|(x=0)}{|E_R|(x=L)} = \exp G_{Ros}(x = \frac{L}{2}) = 2404$$

Ce qui correspond bien à ce qui est observé puisque pour le cas 1, $|E_R|(x=0) = 0.24$ et $|E_R|(x=L) = 10^{-4}$. Il en est de même pour les autres cas.

Outre l'illustration du critère de Rosenbluth, cette partie montre aussi l'importance d'imposer un bruit en volume (selon les équations 3.61 de la partie 3.3.1) et non constant sur l'équation de l'onde rétrodiffusée ou l'équation de l'onde de Langmuir. En effet, un bruit constant sélectionne une résonance particulière alors que pour simuler réellement l'instabilité Raman et sa saturation dans un plasma inhomogène, il est important que tous les modes de résonance se trouvent dans le bruit thermique. Cela pour permettre à l'instabilité Raman de se développer, par amplification spatiale (si les modes absolus ne sont pas déstabilisés), en chaque point du profil de densité.

En annexe A, nous présentons des simulations pour lesquelles nous prenons en compte la déplétion de l'onde de pompe.

3.3.2. Méthodes numériques

Nous présentons dans cette partie les méthodes numériques utilisées pour la résolution du système d'équations présenté en section 3.1.1 dans lequel on a introduit, pour chacune des équations, les amortissements des ondes tels qu'ils ont été définis dans la section 3.1.2. Le bruit en volume, tel que défini dans la section 3.3.1 précédente, a été placé en terme source dans l'équation des ondes de Langmuir et des ondes sonores.

- *équation des ondes de Langmuir* :

$$\begin{aligned} (\partial_t + \nu_{cL} - i(\frac{3v_{the}^2}{2\omega_{pe,ref}})\nabla^2)E_L &= \frac{i}{2\sqrt{N_{e,ref}}}\alpha_{inc}\left\{-a_s E_L\right. \\ &\quad \left.+ N_e^{BF}\left[\nabla\left(E_0\frac{E_{R,b}^*}{\omega_R}\exp(ik_{L_b}x) + E_0\frac{E_{R,f}^*}{\tilde{\omega}_R}\exp(ik_{L_f}x)\right)\right]\right\} + S_L \end{aligned}$$

- Le Laplacien ∇^2 peut se décomposer en une partie longitudinale et une autre transversale.

L'essentiel de l'interaction et des processus d'instabilités paramétriques se passent suivant la direction longitudinale. On a donc choisi de traiter le Laplacien longitudinal de façon semi-implicite par une méthode de type Crank-Nicholson. La partie transversale du Laplacien a été considérée de façon explicite centrée.

- Le couplage avec la partie acoustique $a_s E_L$ se fait de façon implicite sur la quantité a_s .

- Les termes source du type quadratique $E_0 E_{R,b}^*$ et $E_0 E_{R,f}^*$, produits du champ laser et du champ rétrodiffusé puis du champ laser et du champ antédiffrusé, sont considérés de façon mixte sur deux pas de temps au point de calcul de la maille spatiale.

- L'amortissement $\nu_{cL} = \nu_c + \nu_L$ somme de l'amortissement collisionnel des ondes longitudinales et de l'amortissement Landau des ondes de Langmuir est calculé de façon exacte pour l'instabilité de diffusion Raman seule, en plasma homogène et inhomogène, suivant les formules données dans la partie 3.1.2 consacrée aux amortissements. Cependant, lorsque l'instabilité de diffusion Raman est couplée à la dynamique ionique et pour les raisons déjà invoquées lors de cette même partie 3.1.2, on est obligé de calculer (pour un instant donné t) l'amortissement Landau électronique (tout comme l'amortissement Landau ionique pour les ondes acoustiques ioniques) en postprocesseur, dans l'espace de Fourier, de la résolution de l'équation des ondes de Langmuir.

En plasma inhomogène, la prise en compte de l'amortissement Landau se fait ainsi :

$$\begin{aligned}
 \nu_L E_L &= F^{-1}(\nu_{L_k} * F(E_L)) \\
 &= F^{-1}(\nu_{L_k} * E_{L_k}) \\
 &= F^{-1}\left\{C_L(x) \left(\frac{k}{k_L(x)}\right)^4 * E_{L_k}\right\} \\
 &= \frac{C_L(x)}{k_L^4(x)} F^{-1}\left\{k^4 * E_{L_k}\right\}
 \end{aligned} \tag{3.70}$$

$C_L(x)$ a été défini dans la section 3.1.2 et $F(P)$ représente la transformée de Fourier de la quantité physique P .

En plasma homogène, ν_{L_k} est exactement l'expression de Landau 3.28.

- Le produit $\nu_{cL} E_L$ est calculé de façon explicite.

- Le bruit thermique $S_L(x, t)$ a été généré à partir de la méthode exposée dans la partie 3.3.1.

$B(x, t)$ qui modélise un bruit blanc dans le membre source de l'équation 3.57 a été généré à partir d'un module créant une série de nombres aléatoires complexes à moyenne nulle.

$S_L(x, t)$ a les caractéristiques suivantes :

* amplitude moyenne quadratique $\langle |S_L|^2 \rangle = 5 \times 10^{-7} \frac{m_e c \omega_0}{q_e}$

* largeur en nombre d'onde : $\frac{1}{l_c} = 6 \frac{\omega_0}{c}$

* largeur en pulsation : $\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{2} \omega_0$

- La résolution du système classique $AX = B$ où A est la matrice tridiagonale contenant les termes physiques traités implicitement et B la matrice associée aux termes sources avec X le vecteur correspondant au champ de Langmuir se fait par une méthode itérative : la méthode de Gauss-Seidel a été employée.

- *équations des ondes transverses :*

$$\begin{aligned}
 (\partial_t + \nu_t + v_{g0} \partial_x - i(\frac{1}{2}) \nabla_{\perp}^2) E_0 &= -\frac{i}{2} \alpha_{inc} a_s E_0 \\
 &+ \left[(\nabla \cdot E_L) \frac{E_{R,b}}{\omega_R} \exp(-ik_{L_b} x) + (\nabla \cdot E_L) \frac{E_{R,f}}{\omega_R} \exp(-ik_{L_f} x) \right] \\
 (\partial_t + \nu_t - v_{gR} \partial_x - i(\frac{1}{2\omega_R}) \nabla_{\perp}^2) E_{R,b} &= -\frac{i}{2} \alpha_{inc} a_s \frac{E_{R,b}}{\omega_R} \\
 &+ \left[(\nabla \cdot E_L^*) E_0 \exp(ik_{L_b} x) \right] \\
 (\partial_t + \nu_t + v_{gR} \partial_x - i(\frac{1}{2\omega_R}) \nabla_{\perp}^2) E_{R,f} &= -\frac{i}{2} \alpha_{inc} a_s \frac{E_{R,f}}{\omega_R} \\
 &+ \left[(\nabla \cdot E_L^*) E_0 \exp(ik_{L_f} \tilde{x}) \right]
 \end{aligned}$$

- Le Laplacien transverse ∇_{\perp}^2 est traité de façon implicite.

- Les termes de propagation du type $v_{g\alpha} \partial_x$ ($\alpha = 0, R$) sont calculés via un schéma d'Euler explicite.

- Les produits $\nu_t E_{\alpha}$ ($\alpha = 0, R$) sont calculés de façon mixte sur deux pas de temps, localement en espace.

- Les termes de couplage des champs transverses avec les ondes sonores $a_s E_{\alpha}$ ($\alpha = 0, R$) sont considérés de façon implicite.

- La présence de quantités physiques calculées implicitement implique, tout comme pour l'onde de Langmuir, l'utilisation d'une méthode itérative de type Gauss-Seidel pour l'avancée en temps.

- *équations des ondes sonores sans approximation avec un logarithme* :

$$[\partial_t^2 + 2\nu_s \partial_t - c_s^2 \nabla^2] \frac{n_s}{N_{hydro}} = \frac{Zm_e}{m_i} \alpha_{inc}^2 \nabla^2 \left(\frac{|E_L|^2}{N_{hydro}} + |E_0|^2 + \frac{|E_R|^2}{\omega_R^2} \right) + S_s \quad (3.71)$$

Cette équation est équivalente à un couplage de deux équations, l'une portant sur la densité basse fréquence $\frac{n_s}{N_{hydro}}$ et l'autre sur le champ des vitesses \vec{V} .

Par commodité, notons N_s la quantité $\frac{n_s}{N_{hydro}}$.

Le système d'équations couplées équivalent à 3.71 s'écrit alors sous la forme :

$$\partial_t N_s + \nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (3.72)$$

$$\partial_t \vec{V} + 2\nu_s \vec{V} + c_s^2 \vec{\nabla} N_s = -\frac{Zm_e}{m_i} \alpha_{inc}^2 \vec{\nabla} \left(\frac{|E_L|^2}{N_{hydro}} + |E_0|^2 + \frac{|E_R|^2}{\omega_R^2} \right) \quad (3.73)$$

Dans un espace à deux dimensions où e_x est la direction longitudinale et e_y la direction transversale, le champ \vec{V} des vitesses peut se décomposer sous la forme $\vec{V} = ue_x + ve_y$ où u représente la composante longitudinale et v la composante transversale du champ \vec{V} . Par cette décomposition suivant les deux directions de l'espace, l'équation 3.73 donne le système de deux équations suivant :

$$\partial_t u + 2\nu_s u + c_s^2 \partial_x N_s = -\frac{Zm_e}{m_i} \alpha_{inc}^2 \partial_x \left(\frac{|E_L|^2}{N_{hydro}} + |E_0|^2 + \frac{|E_R|^2}{\omega_R^2} \right) \quad (3.74)$$

$$\partial_t v + 2\nu_s v + c_s^2 \partial_y N_s = -\frac{Zm_e}{m_i} \alpha_{inc}^2 \partial_y \left(\frac{|E_L|^2}{N_{hydro}} + |E_0|^2 + \frac{|E_R|^2}{\omega_R^2} \right) \quad (3.75)$$

De même, l'équation 3.72 devient :

$$\partial_t N_s + \partial_x u + \partial_y v = 0 \quad (3.76)$$

L'idée de cette modélisation numérique est d'obtenir un système d'équations aux dérivées partielles, du premier ordre en temps et en espace, qui décrit la propagation spatio-temporelle des ondes sonores dans chacune des directions de l'espace.

Pour cela, on pose :

$$\begin{aligned} U_+ &= c_s N_s + u_+ \text{ et } U_- = c_s N_s - u_- \\ V_+ &= c_s N_s + v_+ \text{ et } V_- = c_s N_s - v_- \end{aligned}$$

avec les indices + et - représentant, respectivement, la propagation dans le sens du laser et dans le sens opposé au laser.

En combinant "judicieusement" les équations 3.74, 3.75 et 3.76, et sachant que dans notre cas la vitesse des ondes acoustiques ioniques c_s est constante en espace-temps, nous arrivons au système de quatre équations suivant :

$$\begin{aligned}
 (\partial_t + c_s \partial_x)U_+ + \frac{c_s}{2} \partial_y(V_+ - V_-) &= -\frac{Zm_e}{m_i} \alpha_{inc}^2 \partial_x \left(\frac{|E_L|^2}{N_{hydro}} + |E_0|^2 + \frac{|E_R|^2}{\omega_R^2} \right) - \nu_s(U_+ - U_-) \\
 (\partial_t - c_s \partial_x)U_- + \frac{c_s}{2} \partial_y(V_+ - V_-) &= \frac{Zm_e}{m_i} \alpha_{inc}^2 \partial_x \left(\frac{|E_L|^2}{N_{hydro}} + |E_0|^2 + \frac{|E_R|^2}{\omega_R^2} \right) + \nu_s(U_+ - U_-) \\
 (\partial_t + c_s \partial_y)V_+ + \frac{c_s}{2} \partial_x(U_+ - U_-) &= -\frac{Zm_e}{m_i} \alpha_{inc}^2 \partial_y \left(\frac{|E_L|^2}{N_{hydro}} + |E_0|^2 + \frac{|E_R|^2}{\omega_R^2} \right) - \nu_s(V_+ - V_-) \\
 (\partial_t - c_s \partial_y)V_- + \frac{c_s}{2} \partial_x(U_+ - U_-) &= \frac{Zm_e}{m_i} \alpha_{inc}^2 \partial_y \left(\frac{|E_L|^2}{N_{hydro}} + |E_0|^2 + \frac{|E_R|^2}{\omega_R^2} \right) + \nu_s(V_+ - V_-)
 \end{aligned} \tag{3.77}$$

C'est exactement à partir de ces dernières équations couplées que nous résolvons numériquement l'équation des ondes sonores :

* dans une première étape, on considère ;

$$\begin{aligned}
 (\partial_t + c_s \partial_x)U_+ &= -\frac{Zm_e}{m_i} \alpha_{inc}^2 \partial_x \left(\frac{|E_L|^2}{N_{hydro}} + |E_0|^2 + \frac{|E_R|^2}{\omega_R^2} \right) - \nu_s(U_+ - U_-) \\
 (\partial_t - c_s \partial_x)U_- &= \frac{Zm_e}{m_i} \alpha_{inc}^2 \partial_x \left(\frac{|E_L|^2}{N_{hydro}} + |E_0|^2 + \frac{|E_R|^2}{\omega_R^2} \right) + \nu_s(U_+ - U_-) \\
 \partial_t V_+ + \frac{c_s}{2} \partial_x(U_+ - U_-) &= -\frac{Zm_e}{m_i} \alpha_{inc}^2 \partial_y \left(\frac{|E_L|^2}{N_{hydro}} + |E_0|^2 + \frac{|E_R|^2}{\omega_R^2} \right) - \nu_s(V_+ - V_-) \\
 \partial_t V_- + \frac{c_s}{2} \partial_x(U_+ - U_-) &= \frac{Zm_e}{m_i} \alpha_{inc}^2 \partial_y \left(\frac{|E_L|^2}{N_{hydro}} + |E_0|^2 + \frac{|E_R|^2}{\omega_R^2} \right) + \nu_s(V_+ - V_-)
 \end{aligned}$$

* dans une deuxième étape, qui sert de correction de flux, on complète ;

$$\begin{aligned}
 \partial_t U_+ &= -\frac{c_s}{2} \partial_y(V_+ - V_-) \\
 \partial_t U_- &= -\frac{c_s}{2} \partial_y(V_+ - V_-) \\
 \partial_t V_+ &= -c_s \partial_y V_+ \\
 \partial_t V_- &= c_s \partial_y V_-
 \end{aligned}$$

- Les opérateurs de propagation $c_s \partial_x$ ou $\frac{c_s}{2} \partial_y$ sont traités par un schéma d'Euler explicite qui suit le sens de propagation des ondes.
- Les termes pondéromoteurs $|E_\alpha|^2$ ($\alpha = L, 0, R$) des ondes de Langmuir et des ondes électromagnétiques sont calculés de façon explicite.
- Les termes $\nu_s(U_+ \pm U_-)$ ou $\nu_s(V_+ \pm V_-)$ faisant intervenir l'amortissement sonore sont considérés de façon mixte sur deux pas de temps.
La résolution en espace de $\nu_s(U_+ \pm U_-)$ ou $\nu_s(V_+ \pm V_-)$ s'effectue, tout comme pour les ondes de Langmuir, par un calcul dans l'espace de Fourier. On écrit :

$$\begin{aligned}
 \nu_s(V_+ - V_-) &= F^{-1} \{ \nu_{s_k} * F(V_+ - V_-) \} \\
 &= F^{-1} \left\{ \left(\frac{\nu_{s,eL}}{\omega_s} + \frac{\nu_{s,iL}}{\omega_s} \right) c_s |k| * (V_+ - V_-)_k \right\} \\
 &= \left(\frac{\nu_{s,eL}}{\omega_s} + \frac{\nu_{s,iL}}{\omega_s} \right) c_s F^{-1} \{ |k| * (V_+ - V_-)_k \}
 \end{aligned} \tag{3.78}$$

où les amortissements $\nu_{s,eL}$ et $\nu_{s,iL}$ ont été explicités dans la partie 3.1.2.

- Le bruit thermique $S_s(x, t)$, ajouté dans le membre source de l'équation des ondes sonores à partir de la méthode exposée en 3.3.1, a été généré suivant la même méthode que celle utilisée pour les ondes de Langmuir. $S_s(x, t)$ a les caractéristiques suivantes :

- * amplitude moyenne quadratique $\langle |S_s|^2 \rangle = 10^{-10} \frac{m_e c \omega_0}{q_e}$
- * largeur en nombre d'onde $\frac{1}{l_c} = 12 \frac{\omega_0}{c}$
- * largeur en pulsation $\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{2} \omega_0$

Le fait que les échelles caractéristiques en espace et en temps soient différentes entre les ondes longitudinales de type plasma et les ondes électromagnétiques nous a conduit à optimiser le code en utilisant une méthode de *splitting spatio-temporelle*.

Ci-après, nous donnons les paramètres numériques optimisés.

3.3.3. Résolutions numériques

- pour les ondes transverses :

- * $dx_{el} = \lambda_0$, puisque nous avons enveloppé en espace suivant la direction longitudinale.

- * $dy_{el} = \frac{\lambda_0}{2}$. Ce pas transversale est suffisant pour assurer une résolution précise du Laplacien transverse et donc des phénomènes physiques se déroulant dans cette direction.
- * $dt_{el} = \frac{dx_{el}}{\max(v_{g0}, v_{gR})}$. Ici, nous établissons la condition de Courant qui permet d'assurer la stabilité du schéma numérique de type Euler explicite.

- *pour les ondes de Langmuir* :

- * $dx_L = \frac{\lambda_L}{16}$. Nous avons donc choisi 16 pas d'espace pour une longueur d'onde de Langmuir ce qui est une très bonne précision pour la résolution de l'onde de Langmuir suivant la direction longitudinale.
- * $dy_L = \frac{\lambda_0}{2}$. Pour les mêmes raisons que celles invoquées pour les ondes transverses, cette résolution est suffisamment précise dans la mesure où l'essentiel des processus physiques se déroulent longitudinalement et que les effets de diffraction sont faibles avec la modélisation scalaire en nombre d'onde que nous avons choisie.
- * $dt_L = dx_L \sim \omega_{pe,ref}^{-1}$. Il est suffisant de résoudre la fréquence de plasma électronique puisque nous avons enveloppé en temps l'onde de Langmuir. La résolution numérique est donc bien moins coûteuse en temps de calcul que si nous avions gardé un opérateur du second ordre en temps.

Pour éviter les réflexions, dues au Laplacien, sur les bords de notre boîte de simulation, nous imposons des amortissements numériques de forme parabolique en chacun de ces bords de la forme :

$$\nu_{num} = 10^{-6}(X - b)^2 \quad (3.79)$$

avec $b = b_1 = 0.1L_X$ pour $0 < X < b_1$ et $b = b_2 = 0.9L_X$ pour $b_2 < X < L_X$ où L_X est la longueur de la boîte de simulation suivant la direction X .

- *pour les ondes sonores* :

- * $dx_s = dx_L$. Ce pas d'espace longitudinal revient à choisir 8 points de discrétisation pour résoudre une longueur d'onde acoustique λ_s .
- * $dy_s = \frac{\lambda_0}{2}$. Pour les mêmes raisons que celles invoquées précédemment dans le cas des ondes de Langmuir.
- * $dt_s = \min(\frac{1}{6\omega_{pi}}, \frac{dx_s}{c_s})$ avec ω_{pi} la fréquence de plasma ionique qu'il faut au moins résoudre sur six points de discrétisation temporelle puisque nous n'avons pas fait d'approximation d'enveloppe en temps. Il faut également assurer la condition de Courant sur chacune des équations aux dérivées partielles obtenues après la réécriture de l'équation des ondes sonores en des équations du première ordre en temps et en espace selon 3.77.

En plus des amortissements paraboliques définis dans l'expression 3.79, *l'inhomogénéité en densité du plasma contraint à introduire une autre fonction.*

En effet, dans le cas d'un profil linéaire de densité, il faut empêcher que l'instabilité Raman ne se développe de façon absolue à cause de la variation rapide des amortissements

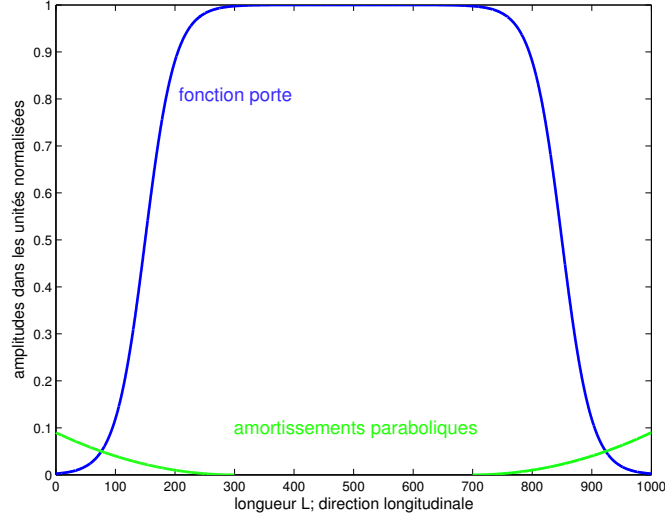


FIG. 3.3.: artefacts numériques optimisés pour simuler un plasma inhomogène de longueur $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$

de forme parabolique 3.79 là où le facteur de gain de Rosenbluth est maximum. On a donc placé une fonction "porte" fp suivant la direction longitudinale de notre boîte de simulation. Elle est définie par :

$$fp(x) = \frac{1}{2} \left\{ \tanh \left[\frac{x - 3\alpha L}{\alpha} \right] - \tanh \left[\frac{x - L(1 - 3\alpha)}{\alpha} \right] \right\} \quad (3.80)$$

avec α un coefficient dépendant de l'éclairement laser $I\lambda^2$.

Pour $I\lambda^2 \leq 3.5 \times 10^{15} W\mu m^2/cm^2$ et un profil linéaire inclus dans l'ensemble $0.03n_c \leq N_{hydro} \leq 0.2n_c$, le choix de $\alpha = 0.05$ permet de ne pas déclencher d'instabilité absolue, laquelle serait due à une variation parabolique locale trop raide et trop rapide de la fonction tanh conduisant à une longueur l de variation rapide (expression 2.27) plus petite que la longueur d'amplification l_t définie au même endroit, selon le critère 2.30 établi dans la partie 2.1.3.

La figure 3.3 montre la fonction fp superposée aux amortissements paraboliques définis aux bords d'une boîte de simulation de longueur $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, dans la direction du laser.

La fonction porte fp est donc essentielle pour simuler un plasma inhomogène en densité. Elle est introduite dans les équations des ondes électromagnétiques et de Langmuir par multiplication avec les termes de couplage Raman.

Les calculs numériques ont été effectués sur un seul processeur.

Les simulations monodimensionnelles, pour une longueur de plasma $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$ et un temps de simulation $T = 100000 \omega_0^{-1}$, durent typiquement, en temps réel, environ 35 minutes.

Les simulations bidimensionnelles, pour un faisceau à plusieurs points chauds (Random Phase Plate (RPP)), une longueur de plasma longitudinale $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$ et transversale $L_y = 512 \frac{c}{\omega_0}$, et un temps de simulation $T = 75000 \omega_0^{-1}$, durent approximativement, en temps réel, deux-trois jours.

Le code a été validé sur plusieurs cas tests associés (i) au régime linéaire (cf. un exemple à la section 4.1) et (ii) au régime nonlinéaire par comparaisons avec les résultats de simulations présentés dans l'article [24] (cf. la figure 4.48, section 4.5, pour les cas $L < 500 \frac{c}{\omega_0}$ et $k_L \lambda_{De} = 0.22$).

En introduisant dans le système de cinq équations donné dans la partie 3.1.1 les amortissements sur chacune des équations, le bruit thermique sur les équations de l'onde de Langmuir et de l'onde sonore ainsi que les amortissements numériques (amortissements paraboliques 3.79 et fonction "porte" 3.80), on obtient le système d'équations dit "**complet**".

Ce système modélise l'*instabilité de diffusion Raman stimulée* ainsi que son couplage avec la dynamique ionique en réponse à l'instabilité **LDI** [25] et à l'instabilité de filamentation. Il est donné ci-après.

Modèle complet utilisé pour simuler la saturation de SRS par LDI

$$\begin{aligned}
\left[\partial_t + \nu_t + \nu_{num}(y) + v_{g0} \partial_x - i \left(\frac{1}{2} \right) \nabla_{\perp}^2 \right] E_0 &= -\frac{i}{2} \alpha_{inc} \left\{ a_s E_0 \right. \\
&+ f p(x) \left[(\nabla \cdot E_L) \frac{E_{R,b}}{\omega_R} \exp(-ik_{L_b} x) \right] \\
&+ f p(x) \left[(\nabla \cdot E_L) \frac{E_{R,f}}{\omega_R} \exp(-ik_{L_f} x) \right] \Big\} \\
\left[\partial_t + \nu_t + \nu_{num}(y) - v_{gR} \partial_x - i \left(\frac{1}{2\omega_R} \right) \nabla_{\perp}^2 \right] E_{R,b} &= -\frac{i}{2} \alpha_{inc} \left\{ a_s \frac{E_{R,b}}{\omega_R} \right. \\
&+ f p(x) \left[(\nabla \cdot E_L^*) E_0 \exp(ik_{L_b} x) \right] \Big\} \\
\left[\partial_t + \nu_t + \nu_{num}(y) + v_{gR} \partial_x - i \left(\frac{1}{2\omega_R} \right) \nabla_{\perp}^2 \right] E_{R,f} &= -\frac{i}{2} \alpha_{inc} \left\{ a_s \frac{E_{R,f}}{\omega_R} \right. \\
&+ f p(x) \left[(\nabla \cdot E_L^*) E_0 \exp(ik_{L_f} x) \right] \Big\} \\
\left[\partial_t + \nu_{cL} + \nu_{num}(x) + \nu_{num}(y) - i \left(\frac{3v_{the}^2}{2\omega_{pe,ref}} \right) \nabla^2 \right] E_L &= \frac{i}{2\sqrt{N_{e,ref}}} \alpha_{inc} \left\{ -a_s E_L \right. \\
&+ N_e^{BF} f p(x) \left[\nabla \left(E_0 \frac{E_{R,b}^*}{\omega_R} \exp(ik_{L_b} x) \right) \right. \\
&+ \left. E_0 \frac{E_{R,f}^*}{\omega_R} \exp(ik_{L_f} x) \right] \\
&+ \hat{S}_L \Big\} \\
\left[\partial_t^2 + 2\nu_s \partial_t - c_s^2 \nabla^2 \right] \ln \left(1 + \frac{n_s}{N_{hydro}} \right) &= \frac{Z m_e}{m_i} \alpha_{inc}^2 \nabla^2 \left(\frac{|E_L|^2}{N_{hydro}} + |E_0|^2 \right. \\
&+ \frac{|E_{R,b+f}|^2}{\omega_R^2} \Big) \\
&+ \hat{S}_s
\end{aligned} \tag{3.81}$$

avec les relations de fermeture :

$$\delta n_e = N_{hydro} - N_{e,ref} + n_s$$

$$N_e^{BF} = N_{hydro} + n_s$$

$$a_s = \frac{\delta n_e}{\alpha_{inc}}$$

Notons que dans la suite, nous nous restreindrons à l'étude de l'instabilité de rétro-diffusion Raman stimulée.

3.4. Normalisations et Conventions

- ◇ c est la célérité de la lumière dans le vide
- ◇ ω_0 est la pulsation du laser
- ◇ q_e est la charge électronique et m_e la masse électronique
- ◇ l'espace longitudinal x ainsi que transversal y est normalisé à $\frac{c}{\omega_0}$
- ◇ le nombre d'onde k est normalisé à $k_{00} = \frac{\omega_0}{c}$
- ◇ le temps t est normalisé à ω_0^{-1}
- ◇ la densité hydrodynamique N_{hydro} est normalisée à la densité critique n_c
- ◇ les fluctuations n_s des ondes sonores sont normalisées à la densité critique n_c
- ◇ ν_t , ν_{cL} et ν_s représentent respectivement l'amortissement des ondes transverses électromagnétiques, des ondes plasmas de Langmuir et des ondes acoustiques ioniques et sont normalisés à ω_0
- ◇ I_{14} désigne l'intensité de l'onde laser en unité $10^{14}W/cm^2$
- ◇ le paramètre α_{inc} caractérisant l'intensité de l'onde laser est relié à l'éclairement laser $I_{14}\lambda^2$ (avec λ en μm) par :

$$\alpha_{inc}^2 = 0.182 \times 10^{-4} (I_{14}\lambda^2) \quad (3.82)$$

- ◇ la température électronique T_e ou ionique T_i est exprimée en KeV
- ◇ les champs électromagnétiques E_0 et E_R sont normalisés à la valeur du champ de l'onde incidente à sa condition au limite d'entrée $E_0(x=0)$
- ◇ l'onde incidente E_0 évolue progressivement en temps, dans la direction longitudinale de propagation du laser, suivant la loi écrite dans les normalisations choisies :

$$E_0(x, t) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{2000}\right) \quad (3.83)$$

- ◇ l'amplitude de l'onde de Langmuir E_L est normalisée au rapport $\frac{q_e}{m_e\omega_0 c}$
- ◇ les spectres des ondes de Langmuir et des ondes sonores, à un instant donné, sont obtenus par transformation de Fourier des champs ou des fluctuations en densité associés
- ◇ L_c est la longueur critique de déclenchement de l'instabilité Raman, définie par l'expression 3.41 et normalisée à $\frac{c}{\omega_0}$
- ◇ γ_{abs} est le taux de croissance absolu de l'instabilité de rétrodiffusion Raman stimulée normalisé à ω_0
- ◇ γ_s est le taux de croissance de l'instabilité LDI normalisé à ω_0

Pour un plasma inhomogène, toutes les simulations concerneront un profil de densité linéaire. Dans ce cas :

3. Modélisation de l'instabilité de diffusion Raman stimulée et de sa saturation via le couplage avec les ondes sonores

- ◇ La fonction porte fp , dans le cas $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, introduit des points paraboliques autour de $x = 300 \frac{c}{\omega_0}$ et $x = 700 \frac{c}{\omega_0}$ dont la longueur de variation rapide l_{fp} est telle que $l_{fp} \sim 70 \frac{c}{\omega_0}$
- ◇ l_t est la longueur d'amplification définie par la relation 3.49 et normalisée à $\frac{c}{\omega_0}$
- ◇ G_{Ros} désigne le gain de Rosenbluth défini, dans nos unités et pour l'amplitude des ondes, par :

$$G_{Ros} = 1.14 \times 10^{-4} (I_{14} \lambda^2) L_{\kappa'} \frac{\left(\frac{k_L}{2}\right)^2}{k_R} \quad (3.84)$$

- ◇ $L_{\kappa'}$ est la longueur de gradient donnée par :

$$L_{\kappa'} = \left(\frac{1}{N_{hydro}} \frac{dN_{hydro}}{dx} \right)^{-1} \quad (3.85)$$

Concernant les figures :

- ◇ pour les représentations graphiques, la réflectivité R est définie par la valeur du rapport du module au carré de l'onde rétrodiffusée Raman et de l'onde laser calculées à l'entrée du plasma, ce qui donne :

$$R = \frac{|E_R(x=0)|^2}{|E_0(x=0)|^2} \quad (3.86)$$

On omet donc, dans cette expression de la réflectivité, le rapport des vitesses de groupe des ondes transverses, $\frac{v_{gR}}{v_{g0}}$. Néanmoins, pour les densités que nous utilisons pour les simulations numériques présentées dans ce manuscrit, ce rapport reste proche de 1

- ◇ $|E_\alpha|$ représente le *module* du champ α considéré
- ◇ $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|$ et $|\frac{n_L}{N_{hydro}}| = \left(\frac{\alpha_{inc} k_L}{N_{hydro}}\right) |E_L|$ (calculé pour le nombre d'onde de Langmuir fondamental k_L) représentent respectivement la valeur absolue des fluctuations ioniques et le module des fluctuations électroniques
- ◇ $\frac{n_L}{N_{hydro}}$ et $\frac{n_s}{N_{hydro}}$ représentent respectivement la *partie réelle* des fluctuations électroniques et ioniques
- ◇ (G) est une abréviation pour désigner la figure de gauche
- ◇ (C) est une abréviation pour désigner la figure du centre
- ◇ (D) est une abréviation pour désigner la figure de droite

En deux dimensions spatiales :

- ◊ $|P|_{max}$ représente l'amplitude maximale de la quantité physique P et $|P|_{moy}$ l'amplitude moyenne, dans les unités normalisées précisées précédemment
- ◊ K est le vecteur nombre d'onde dans l'espace de Fourier bidimensionnel. K se décompose suivant la direction longitudinale e_x et la direction transversale e_y selon $K = K_x e_x + K_y e_y$. Les composantes K_x et K_y sont normalisées à $\frac{\omega_0}{c}$
- ◊ $|n_s(K)|$ et $|E_L(K)|$ représentent respectivement la valeur absolue de la transformée de Fourier des fluctuations ioniques et le module de la transformée de Fourier du champ de Langmuir
- ◊ dx_s, dx_L, dx_{el} sont les pas de discrétisation longitudinale des ondes sonores, de Langmuir et électromagnétiques respectivement et $dy_s = dy_L = dy_{el} = dy$ le pas de discrétisation transversale tels qu'ils ont été définis dans la section 3.3.3 précédente

◊ **le cadrage de la boîte de simulation est fonction des champs représentés.** En ce sens, sans qu'aucun grossissement n'ait été effectué :

- **pour l'onde de Langmuir et l'onde sonore**, la représentation graphique est dans l'espace $\left(\frac{L_x}{dx_L}, \frac{L_y}{dy}\right)$

- **pour l'onde incidente et l'onde rétrodiffusée**, la représentation graphique est dans l'espace $\left(\frac{L_x}{dx_{el}}, \frac{L_y}{dy}\right)$

◊ la palette de couleur utilisée est semblable pour toutes les représentations graphiques. Par valeurs croissantes des champs associés aux ondes, l'étalement des couleurs évolue comme suit :

rouge \rightarrow jaune \rightarrow vert \rightarrow bleu \rightarrow mauve \rightarrow rose \rightarrow rouge.

Ce qui signifie que les valeurs moyennes des champs sont représentés par une coloration vert-bleu

Cavitation à la place de collapse [56, 57, 58, 59]

Dans ce manuscrit, nous serons amenés à parler de "cavitons" ou structures cavitées générés par ce que nous appelons la cavitation des ondes plasmas, dans le sens où à un creux de l'onde sonore correspond un pic maximal de l'onde de Langmuir.

Dans la littérature et par abus de langage, le terme "collapse" est souvent choisi pour décrire ce type de phénomène dans un espace monodimensionnel ou bidimensionnel (qui est la dimension critique pour le collapse), ce qui peut conduire à des erreurs d'interprétation, notamment au niveau spectral car le collapse est réellement un phénomène tridimensionnel. Contrairement au collapse 3D, la cavitation ne s'accompagne pas forcément, dans le spectre en nombres d'ondes des ondes plasmas, d'un transfert vers des nombres d'ondes

supérieurs au nombre d'onde fondamental Raman de l'onde de Langmuir.

4. Etude théorique et numérique de la saturation de l'instabilité de rétrodiffusion Raman (SRS) stimulée pour un plasma homogène, dans un espace monodimensionnel

L'objectif de ce chapitre est de présenter et mettre en évidence les différents comportements nonlinéaires que peut prendre l'instabilité Raman couplée aux ondes sonores dans des régimes où, à tout paramètre fixé, nous faisons varier la longueur.

Nous commencerons par présenter des simulations pour une longueur $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$ où l'instabilité Raman est envisagée seule puis couplée aux ondes sonores. L'interprétation de ces simulations fixera un scénario de base pour les sections qui suivront où on fera varier la longueur à $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$ puis $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$.

Avant cela, sur un exemple test en régime linéaire, montrons la robustesse numérique du code de simulation que j'ai écrit.

4.1. Robustesse du code sans le couplage aux ondes sonores : SRS en régime d'instabilité absolue

Le but est ici de vérifier la stabilité du code simulant l'instabilité de rétrodiffusion Raman découplée de l'instabilité LDI dans un cas où nous imposons la nullité des amortissements sur toutes les ondes et une intensité élevée de l'onde de pompe.

Les paramètres choisis sont les suivants :

- * $I\lambda^2 = 5 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $Z = 1$
- * $N_{hydro}(x) = N_{e,ref} = 0.2 n_c$
- * $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$, $L_c = 110 \frac{c}{\omega_0}$ (donc $L > L_c \Rightarrow$ système instable), $T = [0 : 75000] \omega_0^{-1}$
- * $k_0 = 0.89 \frac{\omega_0}{c}$, $k_R = 0.32 \frac{\omega_0}{c}$, $k_L = 1.22 \frac{\omega_0}{c}$

* $\nu_t = 0, \nu_{cL} = 0$

* $v_{g0} = 0.89c, v_{gR} = 0.59c, v_{gL} = 0.016c, v_{the} = 0.044c, c_s = 0.0012c$

* $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 3 \times 10^{11} W \mu m^2 / cm^2$ (donc $I\lambda^2 > (I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \Rightarrow$ SRS est de nature absolue), $\gamma_{abs} = 5.54 \times 10^{-3} \omega_0$

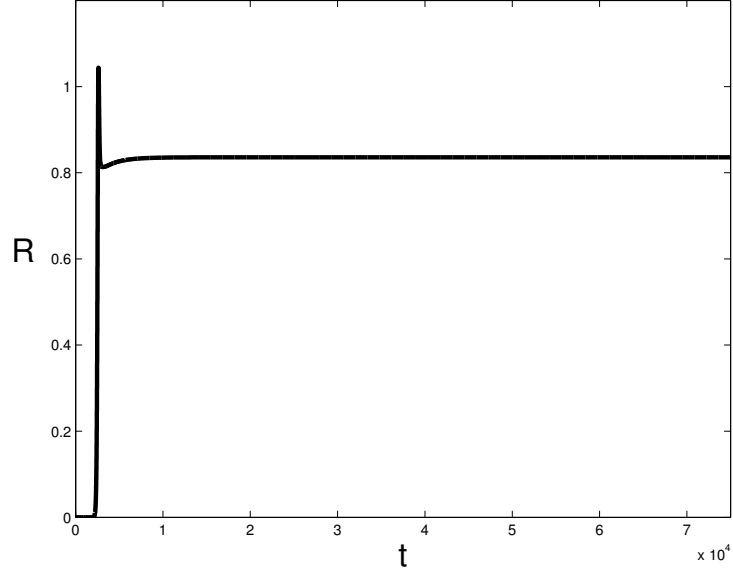


FIG. 4.1.: réflectivité en fonction du temps pour $T = [0 : 75000]\omega_0^{-1}$

Le saut de réflectivité à $t = 2500\omega_0^{-1}$ sur la figure 4.1 est une signature de SRS. Etant donné que le gain est fort, la réflectivité est "piquée" (overshoot en anglais) à un niveau élevé. A la saturation, atteinte par déplétion forte de l'onde de pompe comme le montre la figure 4.2 (G), sa valeur est $R \sim 0.8$.

Le front d'onde de l'onde de Langmuir a atteint son maximum en amplitude à $t = 2500\omega_0^{-1} + \varepsilon$ avec $\varepsilon = 150\omega_0^{-1}$ et se déplace à la vitesse de groupe v_{gL} . Ainsi, à $t = 10000\omega_0^{-1}$, la distance Δd parcourue par le front d'onde est :

$$\Delta d = v_{gL} \times \Delta t = 0.016 \times (10000 - 2650) = 117.6 \frac{c}{\omega_0} \quad (4.1)$$

Sachant que l'entrée de la tranche de plasma "physique" est placée à $50 \frac{c}{\omega_0}$, à cause des amortissements paraboliques imposés aux bords de la boîte de simulation sur l'équation des ondes de Langmuir, le front d'onde à $t = 10000\omega_0^{-1}$ doit se trouver à $x = d + 50 = 167.6 \frac{c}{\omega_0}$; ce que nous vérifions sur la figure 4.3.

On vérifie maintenant que les relations de conservation de flux sont satisfaites.

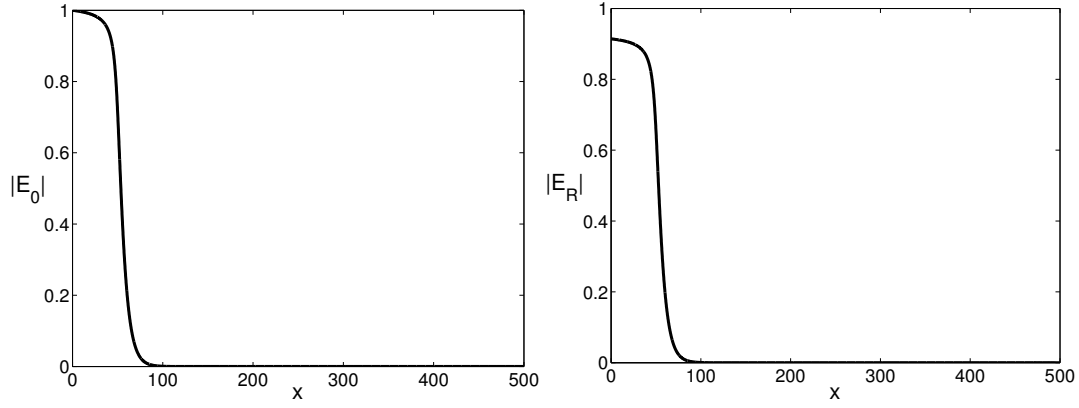


FIG. 4.2.: onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 75000\omega_0^{-1}$

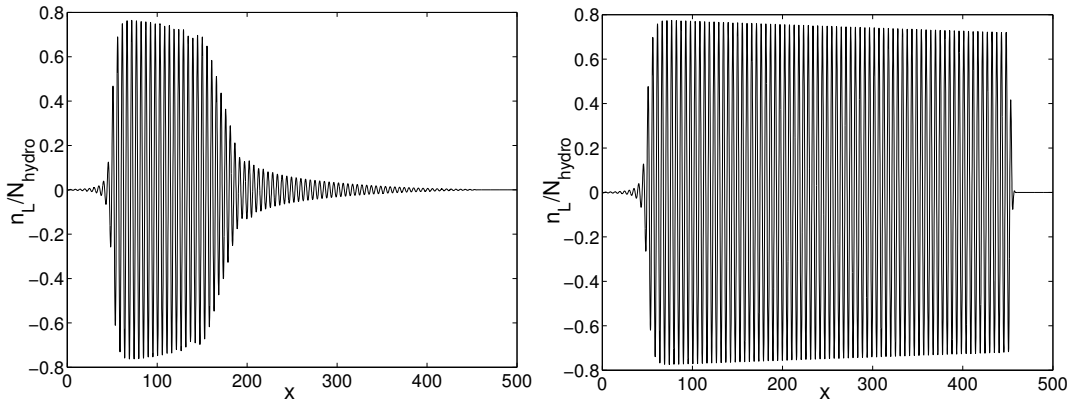


FIG. 4.3.: onde de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 10000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 75000\omega_0^{-1}$ (D)

Pour les établir, on enveloppe l'onde de Langmuir à partir du système d'équations :

$$\begin{aligned} \left[\partial_t + \nu_t + v_{g0} \partial_x \right] E_0 &= -\frac{i}{2} \alpha_{inc} \{ \nabla \cdot E_L \} \frac{E_{R,b}}{\omega_R} \exp(-ik_L x) \\ \left[\partial_t + \nu_t - v_{gR} \partial_x \right] E_{R,b} &= -\frac{i}{2} \alpha_{inc} \{ \nabla \cdot E_L^* \} E_0 \exp(ik_L x) \\ \left[\partial_t + \nu_{cL} - i \left(\frac{3v_{the}^2}{2\omega_{pe,ref}} \right) \nabla^2 \right] E_L &= \frac{i\sqrt{N_{e,ref}}}{2} \alpha_{inc} \nabla [E_0 \frac{E_{R,b}^*}{\omega_R} \exp(ik_L x)] \end{aligned}$$

autour du nombre d'onde k_L associé aux conditions de résonance de SRS, et calculé à la densité de référence $N_{e,ref} = 0.2n_c$. On pose :

$$E_L = \bar{E}_L \exp ik_L x + c.c \quad (4.2)$$

On obtient alors le système de trois équations enveloppées suivant :

$$\begin{aligned} \left[\partial_t + \nu_t + v_{g0} \partial_x \right] E_0 &= \frac{k_L}{2} \alpha_{inc} E_L \frac{E_{R,b}}{\omega_R} \\ \left[\partial_t + \nu_t - v_{gR} \partial_x \right] E_{R,b} &= -\frac{k_L}{2} \alpha_{inc} E_L^* E_0 \\ \left[\partial_t + \nu_{cL} + v_{gL} \partial_x \right] \bar{E}_L &= -\frac{\sqrt{N_{e,ref}}}{2} \alpha_{inc} E_0 \frac{E_{R,b}^*}{\omega_R} \end{aligned}$$

avec $v_{gL} = \left(\frac{3v_{the}^2 k_L}{\sqrt{N_{e,ref}}} \right)$

À partir de ces dernières équations et en absence d'amortissement, on arrive aux relations de conservation établies asymptotiquement pour un temps $t > \frac{L}{v_{gL}}$:

* pour le champ rétrodiffusé $E_{R,b}$:

$$|E_{R,b}|_{(x=0)}^2 = \omega_R \frac{v_{g0}}{v_{gR}} |E_0|_{(x=0)}^2 \quad (4.3)$$

avec $|E_0|_{(x=0)}^2 = 1$ et $|E_0|_{(x=L)}^2 = 0$ (pas de transmission).

* pour le champ de Langmuir E_L , nous avons de même :

$$|E_L|_{(x=x_{bd})}^2 = \frac{v_{g0} N_{e,ref}}{3k_L v_{the}^2} |E_0|_{(x=x_{bg})}^2 \quad (4.4)$$

où x_{bg} est le point tel que $\nu_{num}(x_{bg}) = 0$ (au bord gauche du plasma) et x_{bd} le point tel que $\nu_{num}(x_{bd}) = 0$ (au bord droit du plasma) avec ν_{num} l'amortissement parabolique imposé sur l'équation de l'onde de Langmuir dont l'expression (3.79) a été précisée dans la partie précédente.

De la relation 4.4, on déduit le maximum de la partie réelle de la densité électronique $\frac{n_L}{N_{hydro}}$ au bord droit du plasma :

$$\max \left\{ \Re \left(\frac{n_L}{N_{hydro}} \right)_{(x=x_{bd})} \right\} = \frac{\alpha_{inc} k_L}{N_{e,ref}} \sqrt{|E_L|_{(x=x_{bd})}^2} = \frac{\alpha_{inc} k_L}{N_{e,ref}} \sqrt{\frac{v_{g0} N_{e,ref}}{3 k_L v_{the}^2} |E_0|_{(x=x_{bg})}^2} \quad (4.5)$$

avec $|E_0|_{(x=x_{bg})}^2 \sim 0.8$

Les équations 4.3 et 4.5 permettent de vérifier que les résultats de la simulation numérique et les prédictions théoriques coïncident.

Les valeurs des paramètres physiques pour effectuer les applications numériques ont été données, dans nos normalisations, au début de cette section.

Après calculs, on arrive à :

$$\Re \left(\frac{n_L}{N_{hydro}} \right)_{(x=x_{bd})} \sim 0.739$$

$$|E_{R,b}|_{(x=0)}^2 \sim 0.842$$

Ces résultats coïncident parfaitement avec les figures 4.2 (D) et 4.3 donnant respectivement le champ rétrodiffusé et la mesure du niveau des fluctuations relatives de la densité électronique $\frac{n_L}{N_{hydro}}$ au temps long $t = 75000\omega_0^{-1}$. Cela constitue une marque de robustesse du code et de sa faible diffusion même sous contraintes fortes par rapport aux paramètres physiques choisis : *intensité élevée et ondes non amorties*.

4.2. SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques. Prise en compte des amortissements physiques dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$

Nous présentons l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée et de Langmuir sur différents temps.

Les paramètres physiques choisis pour les simulations numériques présentées sont les suivants :

- * $I\lambda^2 = 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $Z = 1$, $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$
- * $N_{hydro}(x) = N_{e,ref} = 0.1 n_c$
- * $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$, $L_c = 110 \frac{c}{\omega_0}$ (donc $L > L_c \Rightarrow$ système instable), $T = [0 : 80000] \omega_0^{-1}$
- * $k_0 = 0.95 \frac{\omega_0}{c}$, $k_R = 0.6 \frac{\omega_0}{c}$, $k_L = 1.55 \frac{\omega_0}{c}$
- * $k_L \lambda_{De} = 0.22$, $\nu_t \sim 4 \times 10^{-7} \omega_0$, $\nu_{cL} \sim 3.4 \times 10^{-4} \omega_0$
- * $v_{g0} = 0.95c$, $v_{gR} = 0.88c$, $v_{gL} = 0.03c$, $v_{the} = 0.044c$, $c_s = 0.0012c$
- * $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 3 \times 10^{11} W \mu m^2 / cm^2$ (donc $I\lambda^2 > (I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \Rightarrow$ SRS est de nature absolue), $\gamma_{abs} = 0.82 \times 10^{-3} \omega_0$

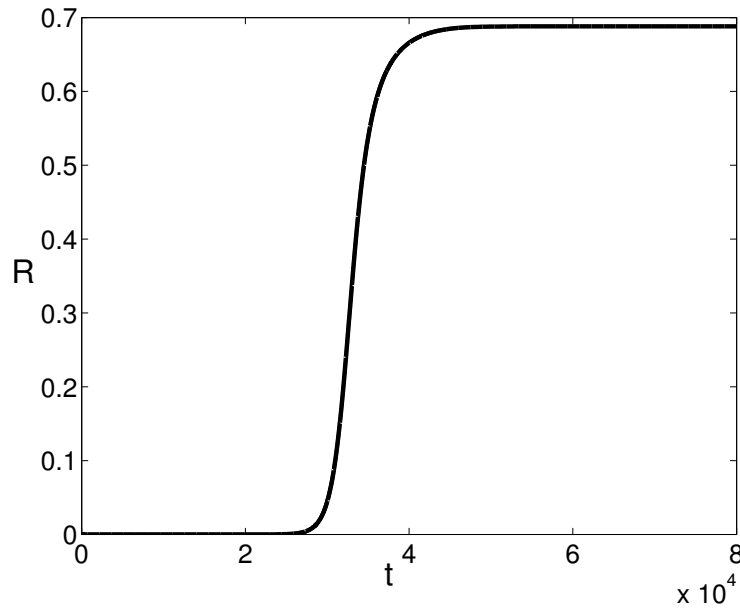


FIG. 4.4.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : réflectivité en fonction du temps pour $T = [0 : 80000] \omega_0^{-1}$

L'onde incidente évolue progressivement en temps suivant la loi écrite dans les nor-

malisations choisies :

$$E_0(x, t) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{2000}\right) \quad (4.6)$$

L'onde laser atteint donc $I\lambda^2 = 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$ pour un temps $t \sim 10000 \omega_0^{-1}$. A $t = 5000 \omega_0^{-1}$, le module du champ de pompe $|E_0|$ est, d'après la relation 4.6, $|E_0| = 1 - \exp\left(-\frac{5000}{2000}\right) = 0.9179$; ce que nous vérifions sur la figure 4.5 (G). A ce temps $t = 5000 \omega_0^{-1}$, l'onde rétrodiffusée (figure 4.5 (D)) et l'onde de Langmuir (figure 4.6 (G)) se développent sur le bruit thermique. Il faut attendre $t \sim 23000 \omega_0^{-1}$ pour voir SRS se déclencher et conduire à un saut de réflectivité, comme on peut le constater sur la figure 4.4. A $t = 25000 \omega_0^{-1}$, la réflectivité atteint déjà 2% et une onde de Langmuir s'est formée sur la partie gauche du plasma avec une amplitude maximum des oscillations telle que $\frac{n_L}{N_{hydro}} = 2.0 \times 10^{-3}$ d'après la figure 4.6 (D); ces oscillations rapides sont caractérisées par la période spatiale $\lambda_L = \frac{2\pi}{k_L} \sim 4 \frac{c}{\omega_0}$.

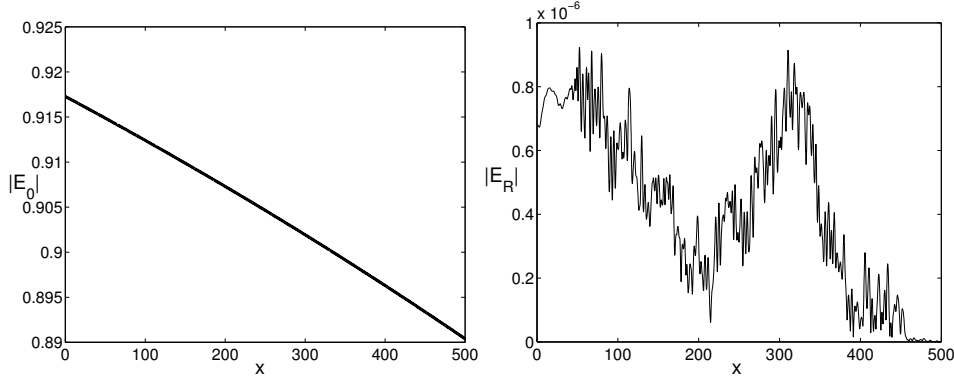


FIG. 4.5.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 5000 \omega_0^{-1}$

Comme l'instabilité évolue exponentiellement en temps suivant $\exp(\gamma_{abs} t)$, nous nous attendons à une forte croissance des ondes sur les temps suivant $t = 25000 \omega_0^{-1}$ et donc à une déplétion importante de l'onde de pompe. La figure 4.7 (G) montre en effet que l'onde de pompe se déplete jusqu'à $|E_0| = 0.55$ à $t = 35000 \omega_0^{-1}$ alors que SRS n'est pas encore dans sa phase stationnaire. A ce temps $t = 35000 \omega_0^{-1}$, l'onde de Langmuir n'a pas atteint son amplitude maximale spatialement et $\frac{n_L}{N_{hydro}} \sim 0.096$ (figure 4.9 (G)). Parallèlement, l'onde rétrodiffusée s'est développée et à l'entrée du plasma $|E_R| \sim 0.7$ pour $t = 35000 \omega_0^{-1}$ (figure 4.8 (G)).

Le niveau maximal de ces ondes est obtenu au temps où la réflectivité est stationnaire, donc à $t = 47000 \omega_0^{-1}$ d'après la figure 4.4. A ce temps là, l'onde de Langmuir va se propager (à la vitesse de groupe v_{gL} des ondes de Langmuir comme cela fut exposé à la section précédente) temporellement dans tout le plasma avec son niveau d'amplitude maximale. Nous remarquons en effet sur les figures 4.9 que le front d'onde s'est déplacé

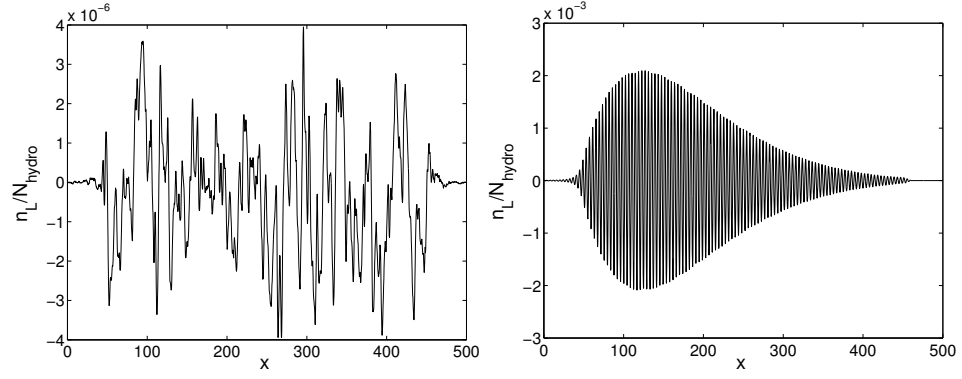


FIG. 4.6.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 5000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 25000\omega_0^{-1}$ (D)

entre les temps $t = 35000\omega_0^{-1}$ et $t = 80000\omega_0^{-1}$. Il faudrait attendre plus longtemps pour voir l'extrémité droite de l'enveloppe spatiale de l'onde de Langmuir atteindre le bout du plasma à l'amplitude maximale $\frac{n_L}{N_{hydro}} = 0.125$.

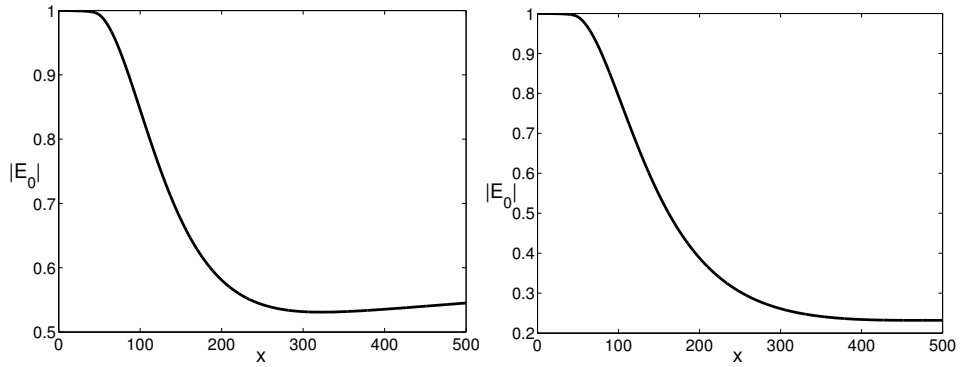


FIG. 4.7.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde incidente en fonction de l'espace à $t = 35000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 80000\omega_0^{-1}$ (D)

A $t = 80000\omega_0^{-1}$, l'onde de pompe s'est déplétée jusqu'à $|E_0| \sim 0.25$ (figure 4.7 (D)) à la sortie du plasma et l'onde rétrodiffusée atteint $|E_R| = 0.8$ (figure 4.8 (D)) à l'entrée du plasma conduisant à une réflectivité $R \sim 70\%$.

Regardons maintenant comment agissent les ondes sonores sur la saturation de cette instabilité ; le niveau de réflectivité va-t-il chuter ?

4.3. Saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores. Langmuir Decay Instability (LDI) puis "cavitation" ? Prise en compte des amortissements physiques dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$

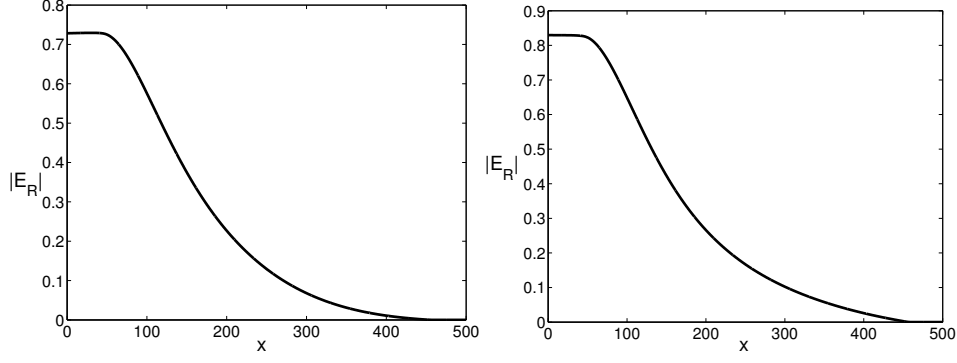


FIG. 4.8.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde rétrodiffusée en fonction de l'espace à $t = 35000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 80000\omega_0^{-1}$ (D)

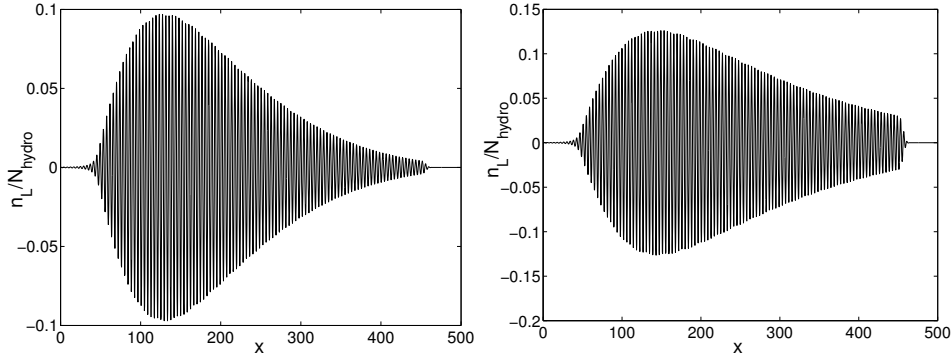


FIG. 4.9.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 35000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 80000\omega_0^{-1}$ (D)

4.3. Saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores. Langmuir Decay Instability (LDI) puis "cavitation" ? Prise en compte des amortissements physiques dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$

Nous présentons maintenant l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée, de Langmuir et sonore sur différents temps.

Cas étudié : semblable au cas de la section précédente avec $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$

* $I\lambda^2 = 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $T_i = 0.1 KeV$, $Z = 1$, $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$

* $N_{hydro}(x) = N_{e,ref} = 0.1 n_c$

* $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$, $L_c = 110 \frac{c}{\omega_0}$, $T = [0 : 120000] \omega_0^{-1}$

4. Etude théorique et numérique de la saturation de l'instabilité de rétrodiffusion Raman (SRS) stimulée pour un plasma homogène, dans un espace monodimensionnel

- * $k_0 = 0.95 \frac{\omega_0}{c}$, $k_R = 0.6 \frac{\omega_0}{c}$, $k_L = 1.55 \frac{\omega_0}{c}$, $k^* = 0.11 \frac{\omega_0}{c}$
- * $k_L \lambda_{De} = 0.22$, $\nu_t \sim 4 \times 10^{-7} \omega_0$, $\nu_{cL} \sim 3.4 \times 10^{-4} \omega_0$, $\frac{\nu_s}{\omega_s} = 0.04$
- * $v_{g0} = 0.95c$, $v_{gR} = 0.88c$, $v_{gL} = 0.03c$, $v_{the} = 0.044c$, $c_s = 0.0012c$
- * $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 3 \times 10^{11} W \mu m^2 / cm^2$ (donc $I\lambda^2 > (I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \Rightarrow$ SRS est de nature absolue), $\gamma_{abs} = 0.82 \times 10^{-3} \omega_0$

Sur la figure 4.10, on peut remarquer quatre phases dans l'évolution temporelle de la réflectivité :

- * (I) : phase de croissance linéaire de SRS jusqu'à $t \sim 34000 \omega_0^{-1}$
- * (II) : première phase de saturation non linéaire de $t = 34000 \omega_0^{-1}$ à $t = 37000 \omega_0^{-1}$ avec un *pic* de réflectivité caractéristique
- * (III) : deuxième phase de saturation non-linéaire de $t = 37000 \omega_0^{-1}$ à $t = 50000 \omega_0^{-1}$ avec un "plateau" puis un régime transitoire conduisant à une chute de réflectivité
- * (IV) : phase de saturation finale avec un deuxième "plateau" de $t = 50000 \omega_0^{-1}$ à $t = 120000 \omega_0^{-1}$

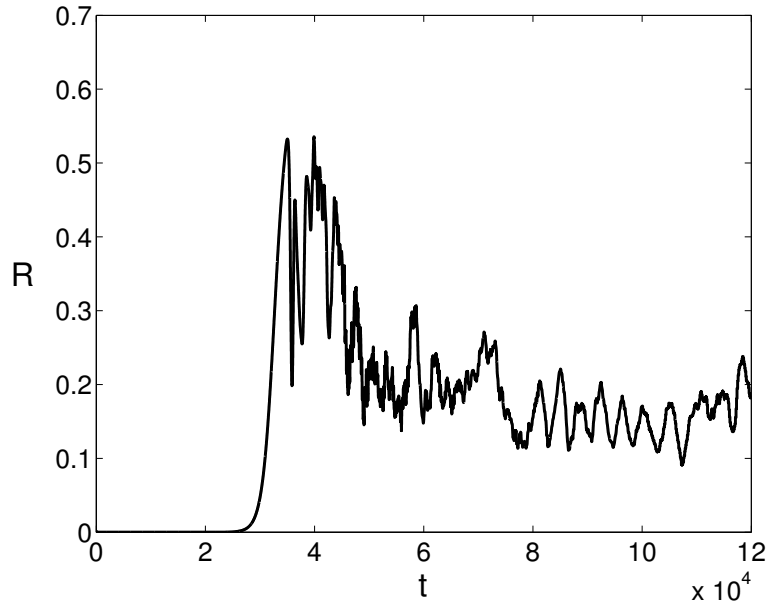


FIG. 4.10.: *SRS couplée aux ondes sonores* : réflectivité en fonction du temps pour $T = [0 : 120000] \omega_0^{-1}$

Durant la phase (I), l'instabilité Raman étant de nature absolue, l'onde de Langmuir croît sur le taux de croissance absolu γ_{abs} . Tant que $\gamma_{abs}(t) > \gamma_s(t)$, cette onde se développe sur le mode de Langmuir k_L généré par SRS et l'effet pondéromoteur créé par le terme $|E_L|^2$ n'a pas de conséquence sur les ondes acoustiques ioniques qui restent donc dans le bruit thermique ; comme le montre la figure 4.11 (G) au temps $t = 30000 \omega_0^{-1}$.

A partir de $t = 34000 \omega_0^{-1}$, on rentre dans la phase (II) de saturation de l'onde de

Langmuir. En ce sens, le module de l'onde de Langmuir est tel que le taux de croissance du LDI et le taux de croissance absolu de SRS sont de même ordre, $\gamma_{abs} \sim \gamma_s$. Dans un espace de temps $\Delta t = 4000\omega_0^{-1}$, on peut noter qu'à l'enveloppe de l'onde de Langmuir, dominée par les effets de SRS à $t=30000\omega_0^{-1}$ (figure 4.11 (G)), se sont rajoutées, à $t = 34000\omega_0^{-1}$ (figure 4.11 (D)), des oscillations rapides par couplage avec les ondes sonores. Ceci s'explique en décomposant le champ de Langmuir sous la forme :

* à $t = 30000\omega_0^{-1}$, $E_L = E_{L_0} \exp ik_L x$ où E_{L_0} est l'enveloppe de l'onde de Langmuir générée par SRS et ainsi $|E_L|^2 = |E_{L_0}|^2$

* à $t = 34000\omega_0^{-1}$, $E_L \sim E_{L_0} \exp ik_L x + E_{L_1} \exp -ik_L x$. D'où :

$$|E_L|^2 \sim |E_{L_0}|^2 + |E_{L_1}|^2 + 2E_{L_0}E_{L_1} \exp 2ik_L x$$

La somme de termes pondéromoteurs $|E_{L_0}|^2 + |E_{L_1}|^2$ représente l'enveloppe lentement variable en espace et le produit $2E_{L_0}E_{L_1} \exp 2ik_L x$ la partie rapidement oscillante en espace sur une période de l'ordre $\lambda_L \sim \frac{\pi}{k_L}$. Ces oscillations rapides en espace montrent qu'une première instabilité de décomposition électrostatique s'est déclenchée et que de l'onde mère de nombre d'onde k_L créée par SRS ont été générées deux ondes filles : une onde sonore de nombre d'onde $k_{s_1} = 2k_L - k^*$ et une autre onde de Langmuir de sens opposé à l'onde mère et de nombre d'onde $k_{L_1} = -k_L + k^*$. Bien entendu, ce produit $2E_{L_0}E_{L_1} \exp 2ik_L x$ est nul en dehors du domaine où l'onde sonore est localisée, c'est à dire dans la partie $L = [85 : 125] \frac{c}{\omega_0}$ (figure 4.11 (D)).

Les figures 4.12 (G) et (D) présentent l'onde de Langmuir et l'onde sonore aux temps $t = 35000\omega_0^{-1}$ et $t = 37000\omega_0^{-1}$ qui correspond à la fin de la phase (II). Nous pouvons remarquer qu'à $t = 35000\omega_0^{-1}$, $\frac{n_s}{N_{hydro}} \sim |\frac{n_L}{N_{hydro}}|^2 = 0.015$ et $\gamma_s > \gamma_{abs}$. Le processus de Langmuir Decay Instability (LDI) est alors enclenché et l'onde sonore continue de croître et de saturer l'onde de Langmuir en se propageant parallèlement par paquets d'onde bien distincts. L'analyse spectrale de ces ondes à $t = 35000\omega_0^{-1}$ montre bien le développement de l'instabilité LDI puisque nous distinguons la composante fondamentale k_L due à SRS et les nombres d'onde k_{s_1} et k_{L_1} générés par la première cascade du LDI (figures 4.13 (G) et (D)).

4. Etude théorique et numérique de la saturation de l'instabilité de rétrodiffusion Raman (SRS) stimulée pour un plasma homogène, dans un espace monodimensionnel

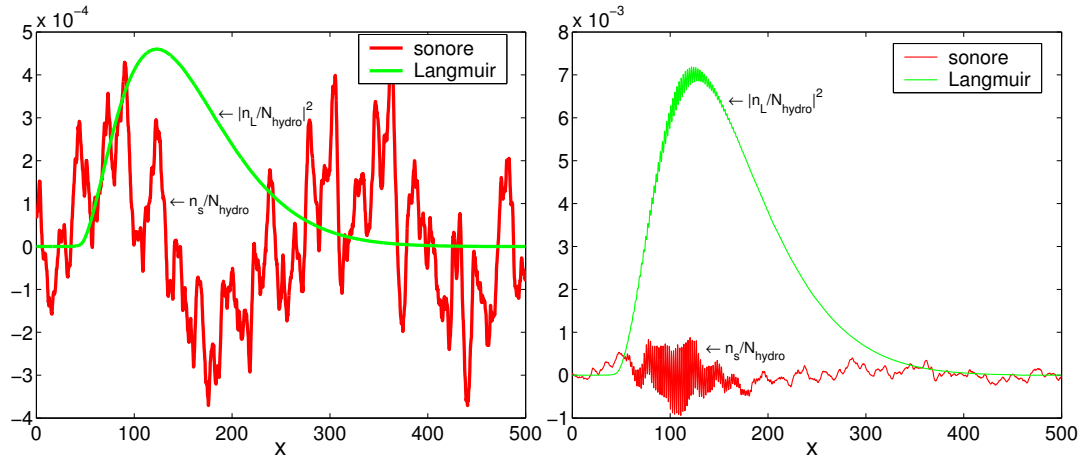


FIG. 4.11.: *SRS couplée aux ondes sonores* : ondes sonore et de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 30000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 34000\omega_0^{-1}$ (D)

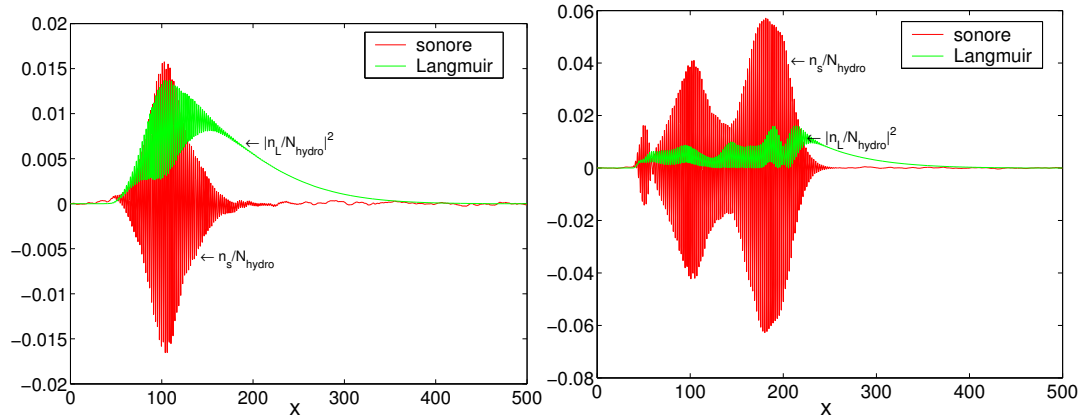


FIG. 4.12.: *SRS couplée aux ondes sonores* : ondes sonore et de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 35000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 37000\omega_0^{-1}$ (D)

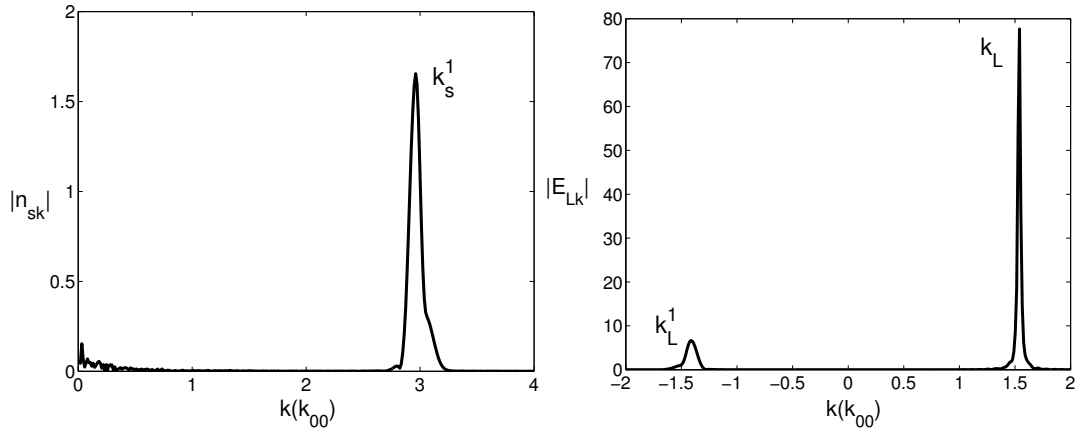


FIG. 4.13.: *cascade LDI* : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 35000 \omega_0^{-1}$

Durant la phase (III), on remarque que la réflectivité se stabilise sur un "plateau" autour de $R \sim 36\%$. Le LDI continue donc à saturer l'onde de Langmuir et à générer une suite d'ondes sonores et d'ondes de Langmuir par couplages résonnants successifs. Ainsi, nous distinguons sur les spectres en nombre d'ondes des figures 4.14 que l'onde acoustique ionique contient deux composantes, à $k_{s1} = 2k_L - k^*$ et $k_{s2} = 2k_L - 3k^*$, puis par résonance l'onde de Langmuir fait apparaître, en plus de la composante fondamentale k_L , les composantes à $|k_{L1}| = k_L - k^*$ et $k_{L2} = k_L - 2k^*$. Dans l'espace réel (figures 4.15),

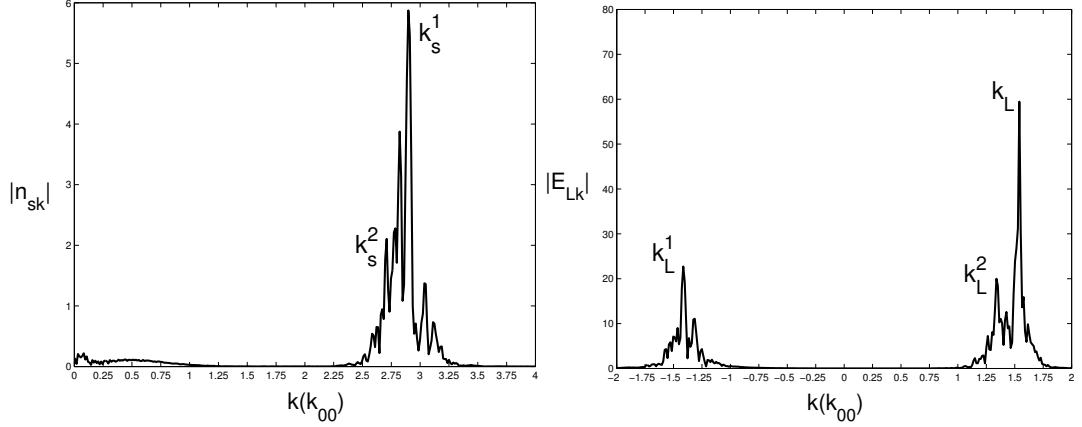


FIG. 4.14.: *cascade LDI* : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 38500\omega_0^{-1}$

aux temps $t = 38500\omega_0^{-1}$ et $t = 40000\omega_0^{-1}$, on remarque que l'onde sonore continue à croître et se couple toujours à l'onde de Langmuir par paquets d'ondes bien séparés qui se propagent dans tout le plasma.

A $t = 40000\omega_0^{-1}$, deux nouvelles composantes dans le spectre de l'onde sonore ($k_{s3} = 2k_L - 5k^*$ et $k_{s4} = 2k_L - 7k^*$, figure 4.17 (G)) et de l'onde de Langmuir ($|k_{L3}| = k_L - 3k^*$ et $k_{L4} = k_L - 4k^*$, figure 4.17 (D)) sont apparues. Il y a donc eu une suite de quatre instabilités de décomposition électrostatique qui rentrent dans le processus global de la cascade LDI. Sur les figures 4.16, nous voyons que l'onde de Langmuir évolue toujours suivant le principe exposé précédemment pour la phase (II) mais dans cette phase (III), les composantes qui oscillent rapidement peuvent être presque nulles localement.

Il est possible d'expliquer ces passages par zéro. En revenant sur le spectre de la figure 4.17 (D), nous pouvons noter un *équilibre énergétique moyen* entre les ondes de Langmuir à nombre d'ondes $k_{L\alpha}$ négatifs et à nombre d'ondes $k_{L\alpha}$ positifs. Sur un domaine où l'onde de Langmuir est rapidement oscillante, par exemple $L = [75 : 125]_{\frac{c}{\omega_0}}$ (4.16), on peut écrire :

$$E_L = E_{L+} \exp ik_{L+} + E_{L-} \exp ik_{L-}$$

avec $k_{L+} \sim \left(\frac{1}{\Delta k}\right)_{0 < k} \sum_{\alpha=2n} k_{\alpha} \approx k_{L-} = \left(\frac{1}{\Delta k}\right)_{0 > k} \sum_{\alpha=2(n+1)} k_{\alpha}$ où n est un entier natu-

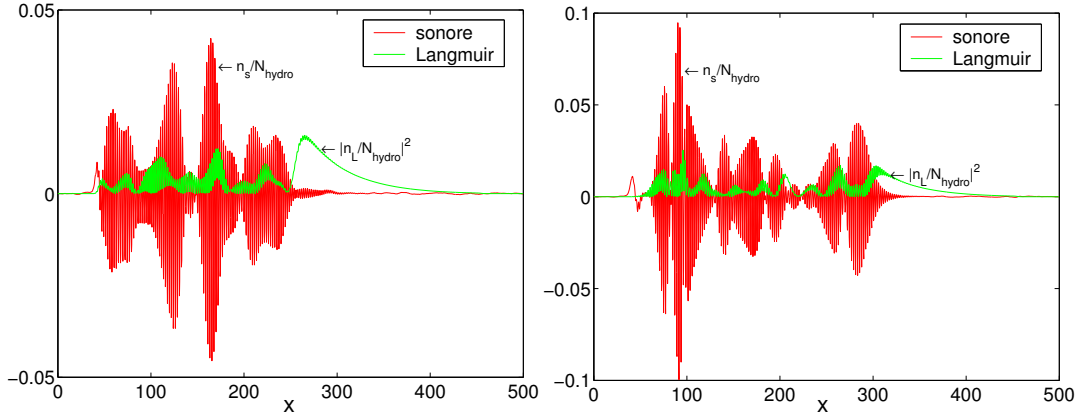


FIG. 4.15.: *SRS couplée aux ondes sonores* : ondes sonore et de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 38500\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 40000\omega_0^{-1}$ (D)

rel. On estime alors $E_{L+} \sim E_{L-}$, d'où :

$$|E_L|^2 \sim 2|E_{L+}|^2 \cos^2(k_{L+}x)$$

Cette écriture en cosinus montre que la force pondéromotrice créée par l'onde de Langmuir peut s'annuler localement aux points qui sont des multiples de la quantité $\frac{\pi}{2k_{L+}}$ ($k_{L+} \neq 0$).

Après $t = 40000\omega_0^{-1}$ et pendant $\Delta t = 10000\omega_0^{-1}$, une nouvelle instabilité va se superposer à l'instabilité LDI.

En ce sens, l'onde sonore se dissymétrise et il se forme localement des creux de densité ionique là où l'onde de Langmuir semble la plus turbulente comme le montre les figures 4.18. Sur la figure 4.19 qui présente les ondes sonores et le terme pondéromoteur créé par les fluctuations électroniques sur la partie du plasma $L = [141 : 203] \frac{c}{\omega_0}$, on voit très bien ce qu'on appelle la cavitation des ondes de Langmuir. En effet, chaque pic négatif de $\frac{n_s}{N_{hydro}}$ correspond à un maximum d'amplitude de $\left| \frac{n_L}{N_{hydro}} \right|^2$; ceci apparaît clairement pour $x = 150 \frac{c}{\omega_0}$, $x = 158 \frac{c}{\omega_0}$, $x = 172 \frac{c}{\omega_0}$ et $x = 183 \frac{c}{\omega_0}$.

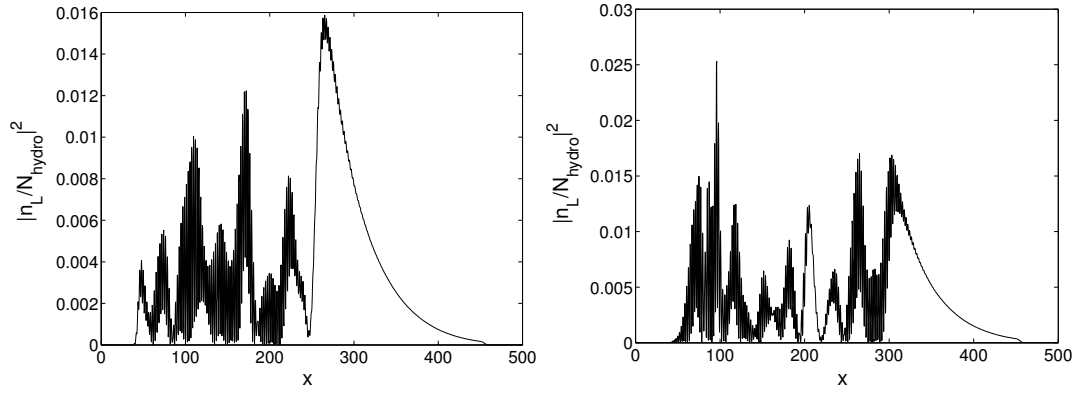


FIG. 4.16.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 38500\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 40000\omega_0^{-1}$ (D)

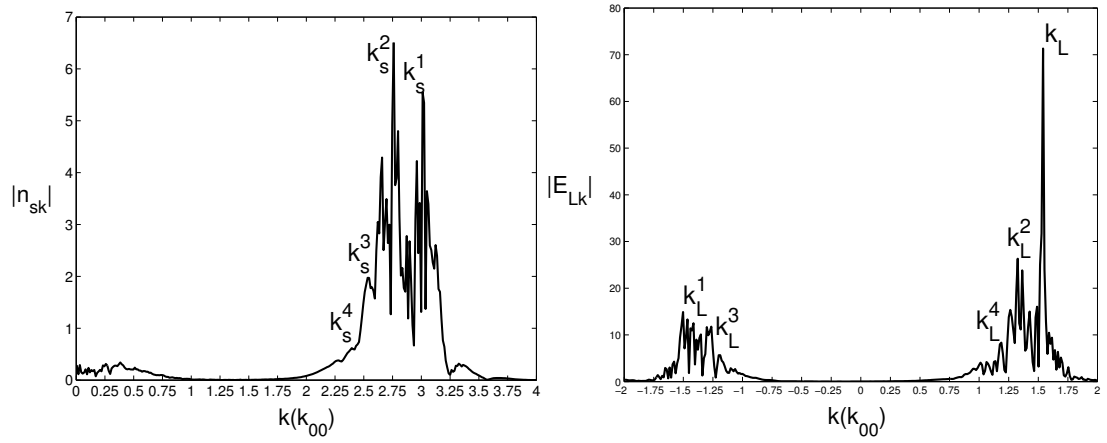


FIG. 4.17.: *cascade LDI* : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 40000\omega_0^{-1}$

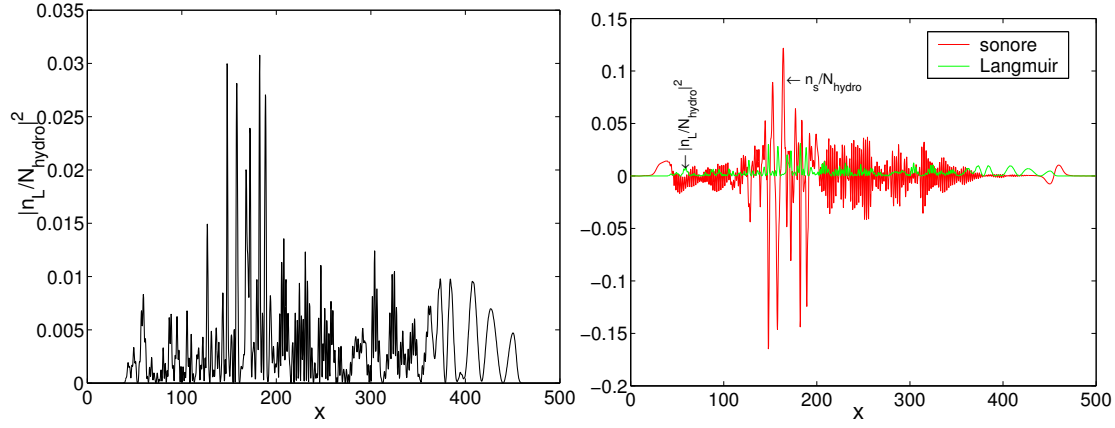


FIG. 4.18.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde de Langmuir seule (G) puis ondes sonore et de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 50000\omega_0^{-1}$

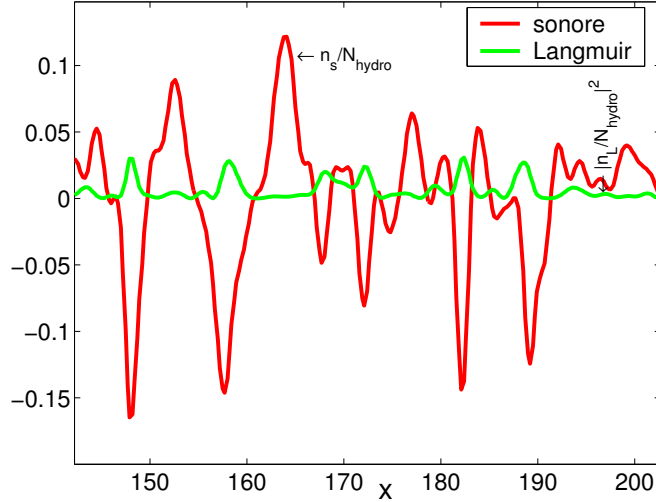


FIG. 4.19.: zoom sur $L = [141 : 203] \frac{c}{\omega_0}$ des ondes sonore et de Langmuir à $t = 50000\omega_0^{-1}$

Par conséquent, le spectre des ondes sonores et des ondes de Langmuir s'est enrichi de composantes non résonnantes pour l'instabilité LDI conduisant à un élargissement spectral vers des petits nombres d'ondes. Dans cette phase (III), la suite de cascades d'ondes de Langmuir et d'ondes sonores obtenues par couplages résonnants conduit à des non-linéarités fortes où l'énergie des "modes LDI" se transfère vers des modes correspondant à des ondes cavités localement. En effet, on remarque que le mode fondamental k_L a perdu de l'énergie (près de la moitié) entre les temps $t = 40000\omega_0^{-1}$ et $t = 50000\omega_0^{-1}$ (figures 4.17 et 4.20) ; ce qui signe une conversion de ce mode en d'autres modes à plus petit nombre d'onde en l'occurrence. La phase (III) serait dominée par les effets du LDI dans un premier temps et la chute de réflectivité de $R \sim 36\%$ à $R \sim 20\%$ sur

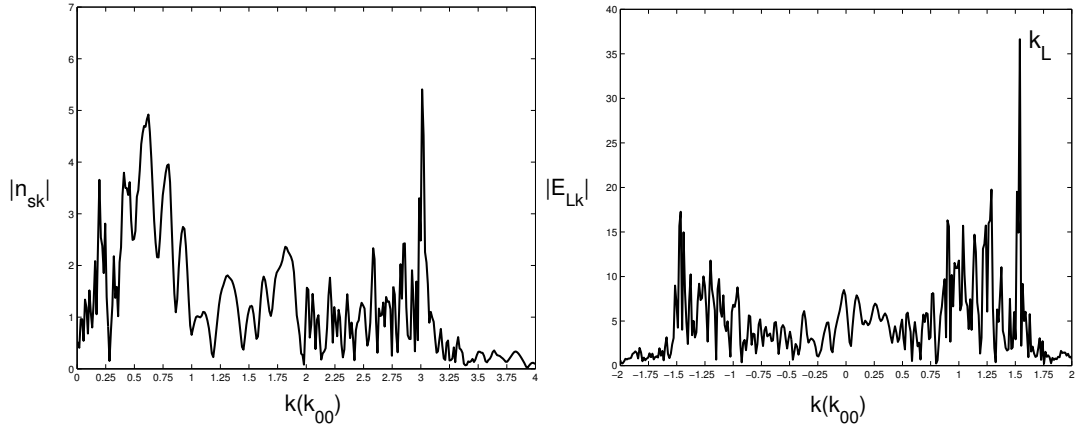


FIG. 4.20.: *cascade LDI* : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 50000\omega_0^{-1}$

$T = [42000 : 50000]\omega_0^{-1}$ (figure 4.10) serait causée par cette formation de cavitons, qui se seraient formés durant la propagation de l'onde de Langmuir et qui domineraient, dans un second temps, l'effet du LDI en créant un ensemble d'ondes sonores et d'ondes de Langmuir incohérentes.

Notons enfin qu'il n'y a pas, *dans notre cas*, de transfert d'énergie vers des modes à grand nombre d'onde où l'amortissement par effet Landau des ondes de Langmuir est fort, ce transfert pouvant être provoqué par la conversion des ondes de Langmuir sur les ondes sonores qui créeraient alors des ondes de Langmuir satellites avec des nombres d'onde de type $k_L + pk_s$ où p est un entier relatif (comme cela a pu être invoqué dans certains articles [30]). La saturation de l'onde de Langmuir dans cette phase (III) est donc bien liée à une coexistence de deux processus qu'on appellera le "*LDI cavité*" caractérisé par un spectre en nombre d'ondes où sont présents les $|k|$ résonnants pour le *LDI* (décalés par rapport aux $|k|$ théoriques d'un écart $\delta|k|$ qui peut varier en temps car la relation de dispersion des ondes sonores et des ondes de Langmuir n'est plus exactement satisfaite à cause des effets d'*incohérence* spatiale générés par la turbulence forte des ondes de Langmuir) et des $|k|$ non résonnants pour le LDI liés à la présence de creux de densité ionique résonnants avec des maxima de densité électronique.

La phase (IV) suivante montre un nouveau "plateau" quasistationnaire. La réflectivité est alors dans un régime asymptotique établi mais oscillant autour de $R \sim 16\%$ qui s'explique par la turbulence forte des ondes de Langmuir créée lors de la phase (III), cette turbulence persistant pendant cette phase de saturation finale. En effet, la formation de cavitons continue à saturer l'onde de Langmuir puisqu'au regard des figures 4.18 et 4.21, nous passons des niveaux maximaux $\left| \frac{n_L}{N_{hydro}} \right|^2 \sim 0.031$ au temps $t = 50000\omega_0^{-1}$ à

4.3. Saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores. Langmuir Decay Instability (LDI) puis "cavitation" ? Prise en compte des amortissements physiques dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$

$\left| \frac{n_L}{N_{hydro}} \right|^2 \sim 0.018$ au temps $t = 80000\omega_0^{-1}$. L'onde sonore présente toujours des creux de densité localisés dans un domaine du plasma ($L = [105 : 210] \frac{c}{\omega_0}$ à $t = 80000\omega_0^{-1}$, figures 4.22), et aussi une partie oscillante qui n'est pas perturbée par l'incohérence générée par ces structures cavités et qui se couple par LDI aux ondes de Langmuir ($L = [250 : 350] \frac{c}{\omega_0}$, figure 4.21 (D)).

Remarquons enfin que la zone de cavitons formée à $t = 50000\omega_0^{-1}$ ne s'est pratiquement pas déplacée sur l'intervalle de temps $\Delta t = 25000\omega_0^{-1}$. Il en est de même pour des temps plus longs. Il semblerait également que le domaine cavité soit défini et fixé par la formation des cavitons durant la phase (III) et avant la rupture de pente de la réflectivité qui se produit à $t \sim 45000\omega_0^{-1}$ (nous justifierons et approfondirons cette hypothèse dans la partie suivante). Ainsi, l'onde de Langmuir créée en continu par l'instabilité Raman de nature absolue à l'entrée du plasma est très vite saturée par ce bain de cavitons qui est auto-entretenu dans un domaine (établi lors de la phase (III)) du plasma.

A $t = 80000\omega_0^{-1}$, le niveau d'amplitude de l'onde incidente disponible à la sortie du plasma est $|E_0| \sim 0.9$ (figure 4.23 (G)), à comparer au niveau $|E_0| \sim 0.55$ (figure 4.7 (G)) lorsque SRS est découplée des ondes sonores.

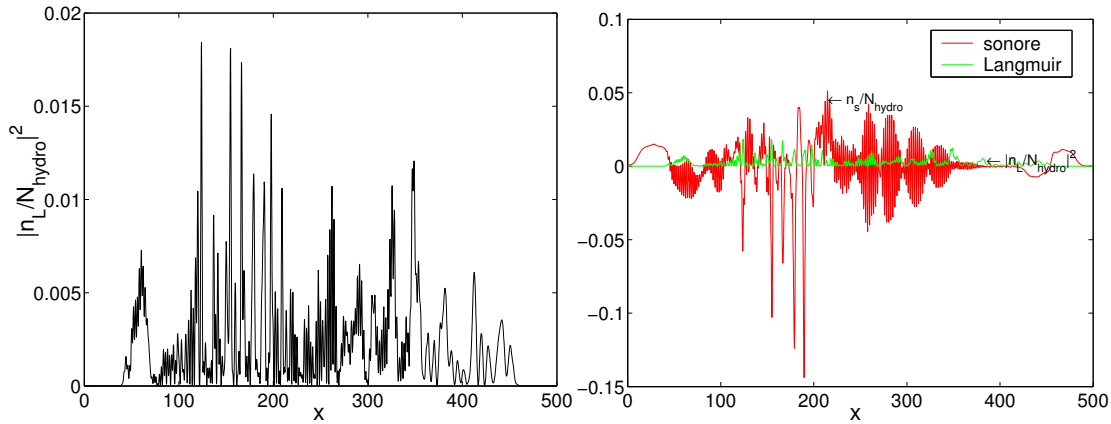


FIG. 4.21.: onde de Langmuir (G) puis superposée à l'onde sonore à $t = 80000\omega_0^{-1}$ (D)

En conclusion, contrairement à une idée commune qui affirmerait que l'instabilité LDI serait (dans des régimes où les effets cinétiques restent négligeables (donc pour $k_L \lambda_{De} < 0.25$)) un processus physique qui conduirait seul, par cascades d'ondes, à la saturation de l'onde de Langmuir primaire générée par SRS, les simulations présentées montrent que pour une longueur de plasma suffisamment grande et un éclairage laser proche de celui utilisé dans les expériences de fusion, l'instabilité LDI seule n'est qu'un processus intermédiaire. Ce processus s'accompagne temporellement d'une formation de cavitons qui se combinent au LDI pour conduire à la saturation finale de l'instabilité Raman en générant un ensemble de modes de Langmuir et sonores de niveau d'énergie

4. Etude théorique et numérique de la saturation de l'instabilité de rétrodiffusion Raman (SRS) stimulée pour un plasma homogène, dans un espace monodimensionnel

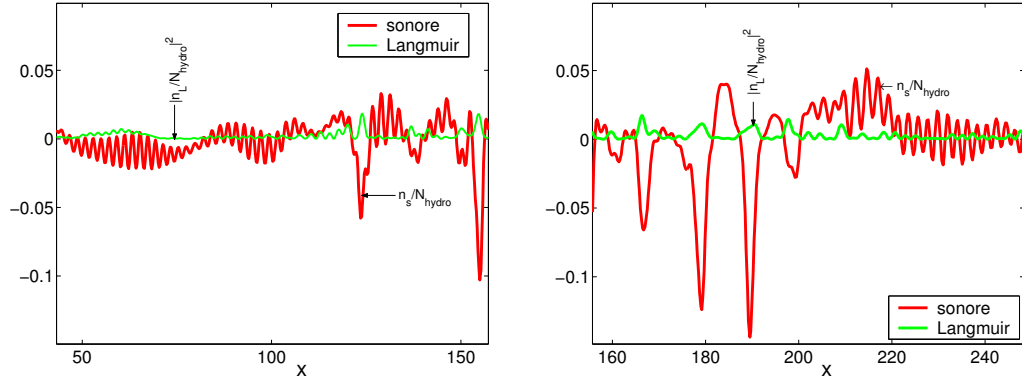


FIG. 4.22.: zoom sur $[45, 155] \frac{c}{\omega_0}$ (G) puis sur $[156, 250] \frac{c}{\omega_0}$ (D) de l'onde sonore et de Langmuir à $t = 80000\omega_0^{-1}$

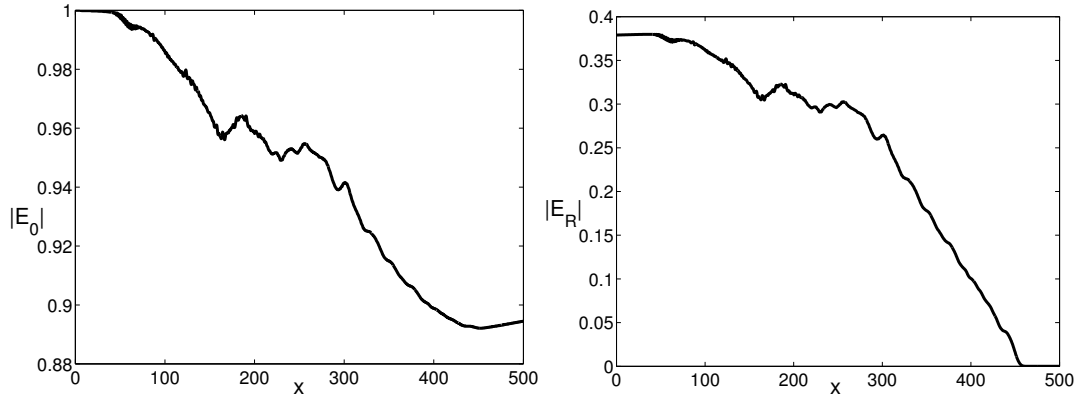


FIG. 4.23.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 80000\omega_0^{-1}$

proche.

*La présence de structures cavitées est indissociable du LDI dans le processus de saturation : on parlera de "**LDI cavité**".*

Regardons maintenant si ce scénario est robuste vis à vis de la longueur du plasma.

Remarque : Encore une fois, la notion de cavitation employée durant cette section désigne le processus par lequel la densité ionique se creuse à l'endroit des maxima des fluctuations électroniques haute fréquence.

4.4. Variation de la longueur : effet sur l'échelle temporelle de la réflectivité. Simulations à $k_L \lambda_{De} = 0.22$ avec $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$ puis $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$

4.4.1. SRS sans couplage avec les ondes sonores pour un plasma de longueur $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$

Les paramètres physiques choisis pour les simulations numériques présentées sont les suivants :

- * $I\lambda^2 = 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $Z = 1$, $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$
- * $N_{hydro}(x) = N_{e,ref} = 0.1 n_c$
- * $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_c = 110 \frac{c}{\omega_0}$ (donc $L > L_c \Rightarrow$ système instable), $T = [0 : 80000] \omega_0^{-1}$
- * $k_0 = 0.95 \frac{\omega_0}{c}$, $k_R = 0.6 \frac{\omega_0}{c}$, $k_L = 1.55 \frac{\omega_0}{c}$
- * $k_L \lambda_{De} = 0.22$, $\nu_t \sim 4 \times 10^{-7} \omega_0$, $\nu_{cL} \sim 3.4 \times 10^{-4} \omega_0$
- * $v_{g0} = 0.95c$, $v_{gR} = 0.88c$, $v_{gL} = 0.03c$, $v_{the} = 0.044c$, $c_s = 0.0012c$
- * $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 3 \times 10^{11} W \mu m^2 / cm^2$ (donc $I\lambda^2 > (I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \Rightarrow$ SRS est de nature absolue), $\gamma_{abs} = 0.82 \times 10^{-3} \omega_0$

Pour des paramètres physiques identiques à ceux de la section 4.2 correspondant à un plasma de longueur $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$, l'instabilité de rétrodiffusion Raman stimulée est également, ici pour $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, de nature absolue. A la saturation obtenue par appauvrissement de l'onde de pompe, nous avons donc le même niveau élevé de réflectivité, $R \sim 70\%$ (figure 4.24).

Dans nos normalisations, à la sortie du plasma et à $t = 50000 \omega_0^{-1}$, le niveau de l'onde laser est $|E_0| \sim 0.18$ (figure 4.25 (G)). L'instabilité Raman a généré une onde de Langmuir dont le maximum d'amplitude se situe dans la moitié gauche du plasma, à $x = 200 \frac{c}{\omega_0}$, et telle que $\frac{n_L}{N_{hydro}} \sim 0.125$ (figure 4.25 (D)) puis par résonance une onde rétrodiffusée dont le niveau à l'entrée du plasma est $|E_R| \sim 0.84$ (figure 4.25 (C)).

Regardons maintenant comment évolue la réflectivité quand l'instabilité Raman est couplée aux ondes acoustiques ioniques.

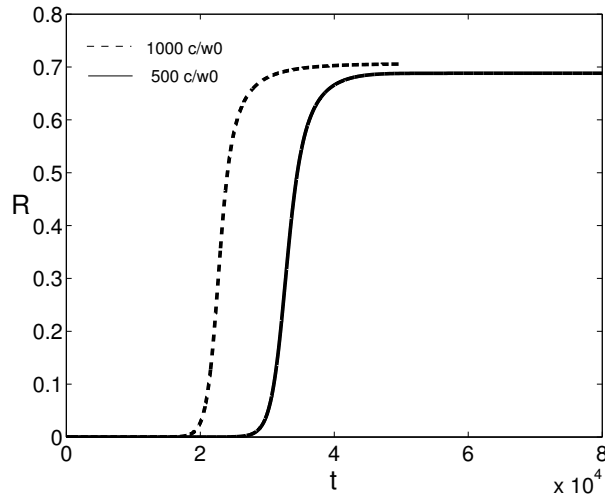


FIG. 4.24.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : réflectivités en fonction du temps pour $T = [0 : 80000]\omega_0^{-1}$ aux longueurs $L = 1000\frac{c}{\omega_0}$ (- -) et $L = 500\frac{c}{\omega_0}$ (-)

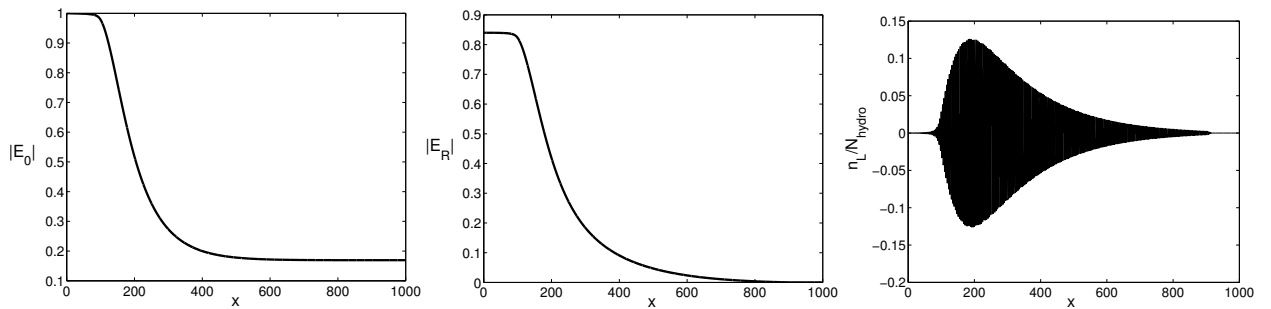


FIG. 4.25.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde incidente (G), onde rétro-diffusée (C) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 50000\omega_0^{-1}$

4.4.2. SRS couplée aux ondes acoustiques ioniques pour la même longueur de plasma $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$

Nous présentons maintenant l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée, de Langmuir et sonore pour différents temps.

* **Cas étudié** : semblable au cas précédent avec $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$

* $I\lambda^2 = 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $T_i = 0.1 KeV$, $Z = 1$, $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$

* $N_{hydro}(x) = N_{e,ref} = 0.1 n_c$

* $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_c = 110 \frac{c}{\omega_0}$, $T = [0 : 120000] \omega_0^{-1}$

* $k_0 = 0.95 \frac{\omega_0}{c}$, $k_R = 0.6 \frac{\omega_0}{c}$, $k_L = 1.55 \frac{\omega_0}{c}$, $k^* = 0.11 \frac{\omega_0}{c}$

* $k_L \lambda_{De} = 0.22$, $\nu_t \sim 4 \times 10^{-7} \omega_0$, $\nu_{cL} \sim 3.4 \times 10^{-4} \omega_0$, $\frac{\nu_s}{\omega_s} = 0.04$

* $v_{g0} = 0.95c$, $v_{gR} = 0.88c$, $v_{gL} = 0.03c$, $v_{the} = 0.044c$, $c_s = 0.0012c$

La figure 4.26 donnant la réflectivité en fonction du temps montre, comme dans le cas à $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$, quatre phases :

* (I) : phase de croissance linéaire de SRS jusqu'à $t \sim 25000 \omega_0^{-1}$

* (II) : première phase de saturation non linéaire de $t = 25000 \omega_0^{-1}$ à $t = 30000 \omega_0^{-1}$ avec un *pic* de réflectivité caractéristique

* (III) : deuxième phase de saturation non-linéaire de $t = 30000 \omega_0^{-1}$ à $t = 70000 \omega_0^{-1}$ avec un "plateau" puis un régime transitoire conduisant à une chute de réflectivité

* (IV) : phase de saturation finale avec un deuxième "plateau" de $t = 70000 \omega_0^{-1}$ à $t = 120000 \omega_0^{-1}$

Nous n'allons pas ici expliquer de nouveau les phénomènes physiques relatifs à chacune des phases puisque les scénarios sont en grande partie similaires, mais plutôt noter les différences.

La phase (II) est associée au début de la saturation de l'onde de Langmuir générée lors de la phase (I) par SRS. Au temps $t = 25000 \omega_0^{-1}$ correspondant au pic de réflectivité, le maximum des fluctuations acoustiques ioniques (figure 4.27 (G) à $x = 180 \frac{c}{\omega_0}$) est pratiquement de même niveau que celui du terme pondéromoteur créé par les fluctuations électroniques (figure 4.27 (D) à $x = 180 \frac{c}{\omega_0}$) ; $\frac{n_s}{N_{hydro}} \sim \left| \frac{n_L}{N_{hydro}} \right|^2 = 0.015$. Cette valeur est semblable à celle obtenue au début de la phase (II) dans le cas $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$ car elle est reliée au seuil du LDI.

De là, on s'attend à ce que le LDI puis le LDI couplée à des structures cavités saturant l'onde de Langmuir parallèlement à sa propagation dans le plasma.

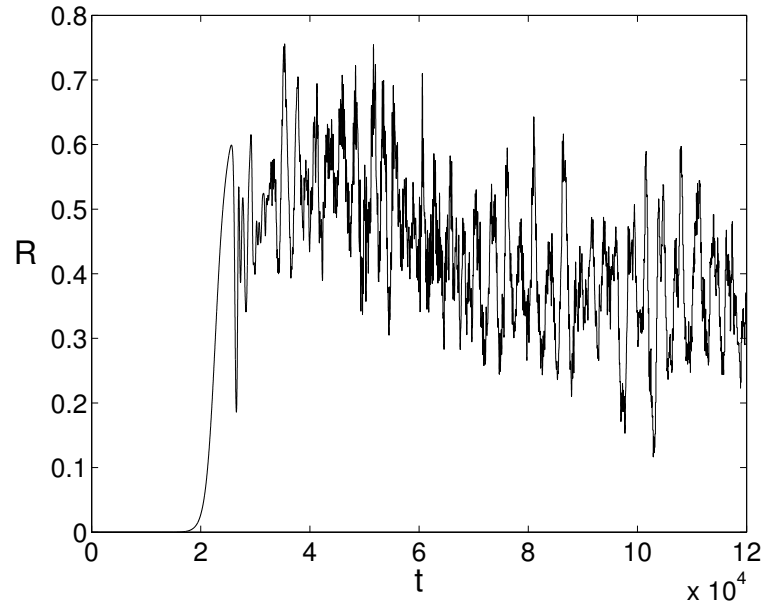


FIG. 4.26.: *SRS couplée aux ondes sonores* : réflectivité en fonction du temps pour $T = [0 : 120000]\omega_0^{-1}$

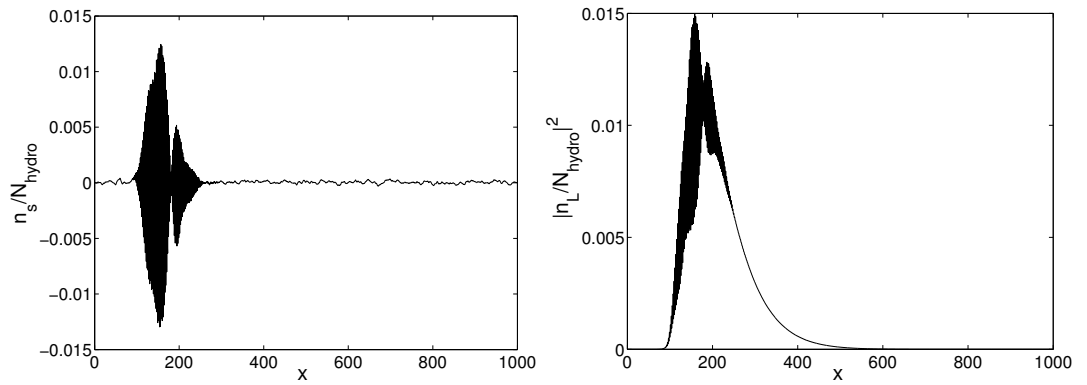


FIG. 4.27.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 25000\omega_0^{-1}$

4.4. Variation de la longueur : effet sur l'échelle temporelle de la réflectivité.

Simulations à $k_L \lambda_{De} = 0.22$ avec $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$ puis $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$

La phase (III) montre en effet de nouveau ce scénario mais ce dernier semble *moins efficace* dans la saturation de SRS que dans le cas à $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$.

A $t = 30000 \omega_0^{-1}$, les ondes de Langmuir et les ondes sonores se sont développées dans le premier tiers du plasma (figure 4.28 (G)).

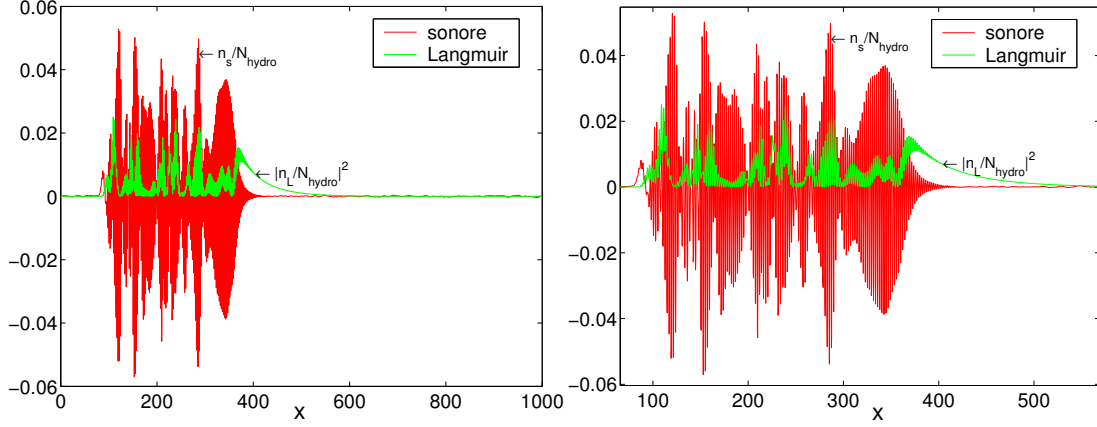


FIG. 4.28.: *SRS couplée aux ondes sonores* : ondes sonore et de Langmuir en fonction de l'espace (G) puis zoom sur $L = [75 : 590] \frac{c}{\omega_0}$ (D) à $t = 30000 \omega_0^{-1}$

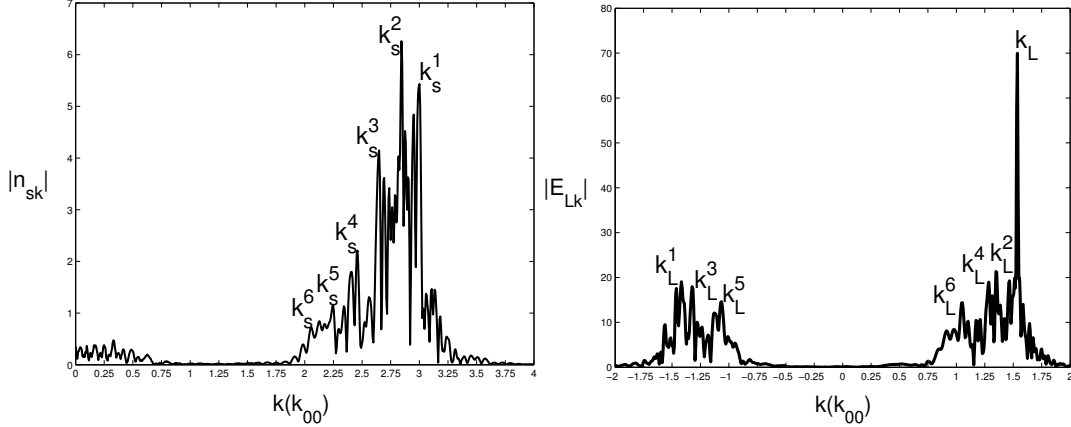


FIG. 4.29.: *cascade LDI* : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 30000 \omega_0^{-1}$

Les passages réguliers par zéro du terme pondéromoteur $\left| \frac{n_L}{N_{hydro}} \right|^2$ (figure 4.28 (D)) indiquent, en suivant les explications données à la section précédente, que le LDI a généré des cascades d'ondes de Langmuir de niveau énergétique moyen pratiquement équivalent ; effectivement, le spectre des ondes sonores (figure 4.29 (G)) et des ondes de Langmuir

(figure 4.29 (D)) montre six cascades ou décompositions électrostatiques : $k_{s_1} = 2k_L - k^*$ puis $k_{s_\alpha} = 2k_L - (2\alpha - 1)k^*$ pour $\alpha = 2, 3, 4, 5, 6$ et $k_{L_\beta} = k_L - \beta k^*$ avec $\beta = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ où (en omettant la composante k_L qui, en cet instant de début de saturation, a gardé un niveau énergétique élevé) les domaines spectraux des ondes de Langmuir de même sens que l'onde de Langmuir mère k_L et des ondes de Langmuir de sens opposé sont symétriques par rapport à $k_L = k^*$. Sur un intervalle de temps très court $\Delta t = 3000\omega_0^{-1}$, la turbulence générée par l'ensemble de ces cascades d'ondes s'amplifie au regard des enveloppes des ondes sonores qui tendent à se contracter localement ($x = 175\frac{c}{\omega_0}$ et $x = 250\frac{c}{\omega_0}$ sur la figure 4.30 (D)) sur de petites longueurs d'ondes spatiales en réponse aux maximas ($|\frac{n_L}{N_{hydro}}|^2 \sim 0.05$ à $x = 175\frac{c}{\omega_0}$) très piqués de l'onde de Langmuir (figure 4.30 (G)), ce qui implique un niveau énergétique plus élevé pour les composantes spectrales k_{s_2} , k_{s_3} et k_{s_4} (figure 4.31 (G)) et laisse présumer la formation de cavitons pour les temps suivants.

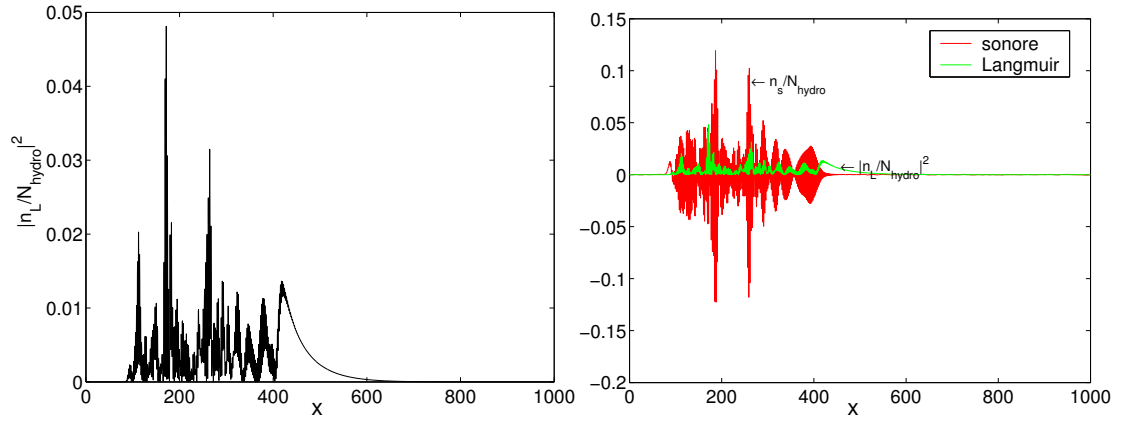


FIG. 4.30.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde de Langmuir (G) puis ondes sonore et de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 33000\omega_0^{-1}$

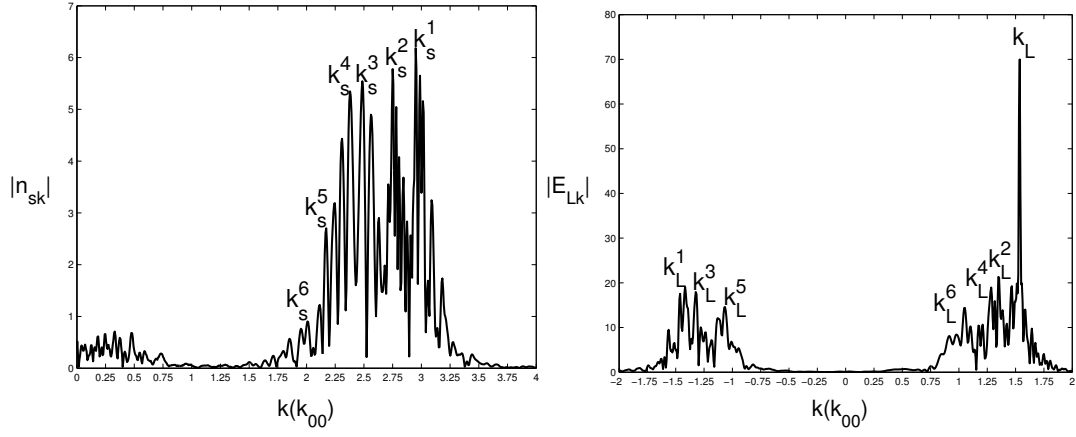


FIG. 4.31.: *cascade LDI* : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 33000 \omega_0^{-1}$

La rupture de pente de la réflectivité paraît se produire au moment où le maximum d'amplitude de l'onde de Langmuir, localisé en $x = 200 \frac{c}{\omega_0}$ lors de la première phase de saturation (phase (II)) à $t = 25000\omega_0^{-1}$, a atteint la sortie du plasma. En prenant en compte le fait que l'amortissement numérique imposé en bout de boîte de simulation occupe un espace de $100 \frac{c}{\omega_0}$ et que la vitesse de groupe des ondes de Langmuir est $v_{gL} = 0.03c$, il faut attendre le temps $t = 25000 + \frac{900-200}{0.03} = 48333\omega_0^{-1}$ pour voir ce maximum atteindre l'extrémité droite du plasma. La figure 4.26 justifie ce calcul puisque la réflectivité chute au temps $t \sim 53000\omega_0^{-1}$ (l'erreur relative par rapport au calcul théorique précédent est de 8.8%, ce qui est raisonnable). Notons que ce raisonnement est également valide pour le cas de la section précédente (cf. figure 4.10).

La pente associée à la diminution de la réflectivité est ici $\frac{dR}{dt} \sim 10^{-5}$ alors qu'elle correspondait pour $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$ à $\frac{dR}{dt} \sim 5 \times 10^{-5}$. La rupture de pente est donc moins importante à $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$. On peut interpréter ceci par les effets d'incohérence spatiale et temporelle que provoquent les ondes de Langmuir, excitées par le LDI puis par le LDI combinée aux cavitons par suite de recouvrements ; ces derniers étant plus nombreux que pour un plasma de longueur $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$ dans la mesure où les cavitons qui se sont formés jusqu'à $t \sim 53000\omega_0^{-1}$ occupent une zone de saturation plus large. Il est alors possible d'associer à la deuxième partie ($T_{cav} = [50000 : 70000]\omega_0^{-1}$) de la phase (III) un "taux de croissance de LDI cavité", γ_{cav} , définit par :

$$\frac{1}{R} \left(\frac{dR}{dt} \right)_{T_{cav}} = \gamma_{cav} = f(T_e, (I_{14}\lambda^2), \gamma_{s,absolu}) \quad (4.7)$$

où γ_{cav} serait une fonction de la température électronique T_e , de l'éclairement laser $(I_{14}\lambda^2)$ et du seuil LDI absolu $\gamma_{s,absolu}$. Si les cavitons se déplacent à une vitesse $v_{gL_{col}}$, on peut encore définir γ_{cav} par la relation :

$$\gamma_{cav} = v_{gL_{col}} \times K_{cav} \quad (4.8)$$

où K_{cav} serait le taux de croissance spatiale des cavitons.

Après que le LDI seule ait saturé l'onde de Langmuir par suite de décompositions électrostatiques, il apparaît alors que le rapport $\frac{\gamma_{cav}}{\nu_s}$ peut contrôler l'efficacité de la saturation jouée dans un second temps par le LDI combinée aux cavitons.

Il semblerait, par comparaison avec le cas à $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$, que plus le domaine de plasma occupé par des structures cavitées serait important moins l'instabilité Raman serait saturée. Il reste à justifier cette supposition et à l'expliquer (cf. section 4.7).

La phase (IV) montre un deuxième plateau de réflectivité, oscillant (ce qui signifie une turbulence importante des ondes qui se sont développées dans le plasma) autour d'une valeur moyenne $R \sim 35\%$ (figure 4.26). Des cavitons se sont formés sur près de la moitié du plasma, sur $L = [250 : 575] \frac{c}{\omega_0}$ (figure 4.32 (D)), conduisant à une turbulence forte

4.4. Variation de la longueur : effet sur l'échelle temporelle de la réflectivité.

Simulations à $k_L \lambda_{De} = 0.22$ avec $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$ puis $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$

des ondes sonores, tandis que la partie $L = [575 : 800] \frac{c}{\omega_0}$ contient des ondes de Langmuir et ondes sonores aux oscillations plus régulières relatives au LDI seule. Les figures 4.33 montrent parfaitement une suite de cavitons qui forment un ensemble spatialement cohérent au sens où la longueur d'onde des oscillations des cavitons est pratiquement constante.

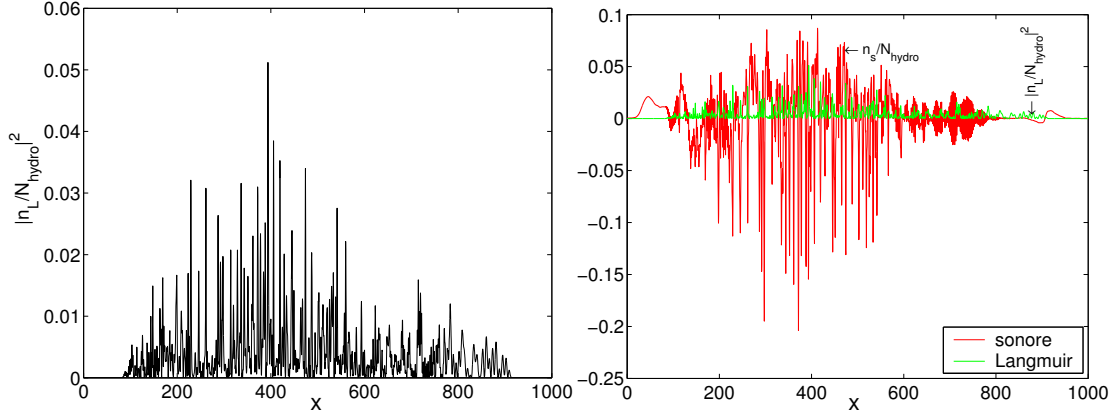


FIG. 4.32.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde de Langmuir (G) puis ondes sonore et de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 80000\omega_0^{-1}$

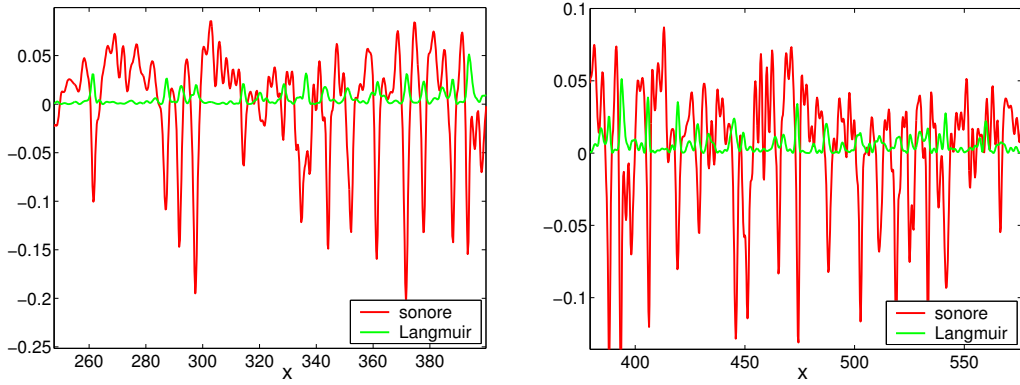


FIG. 4.33.: *SRS couplée aux ondes sonores* : zoom sur $L = [250 : 390] \frac{c}{\omega_0}$ (G) et sur $L = [390 : 570] \frac{c}{\omega_0}$ (D) des ondes sonore et de Langmuir à $t = 80000\omega_0^{-1}$

Spectralement, l'onde de Langmuir (figure 4.34 (D)) et l'onde sonore (figure 4.34 (G)) présentent un large spectre de nombres d'onde qui s'est étendu lors de la phase (III) puis (IV) à des $k \rightarrow 0$. A nouveau, on remarque un équilibre énergétique moyen entre les ondes de Langmuir excités par le LDI et celles qui sont à l'origine des cavitons. Le spectre des ondes sonores laisse apparaître les deux phénomènes physiques :

- * la signature du LDI découplée de toute formation de cavitons pour $k\epsilon[1.95 : 3]\frac{\omega_0}{c}$
- * la signature de la cavitation pour $k\epsilon[0 : 1.95]\frac{\omega_0}{c}$

Enfin, pour des temps plus longs et contrairement à ce qu'on pourrait penser, la zone de cavitons n'a pas bougé même si les structures cavitées ne sont pas, localement, stationnaires en temps. Cela signifie bien que les cavitons se forment et évoluent en espace durant la phase (III) et sont ensuite comme bloqués, dans cette phase (IV), sur leurs modes de résonance initiaux (c'est à dire ceux excités durant la phase (III)). Les figures

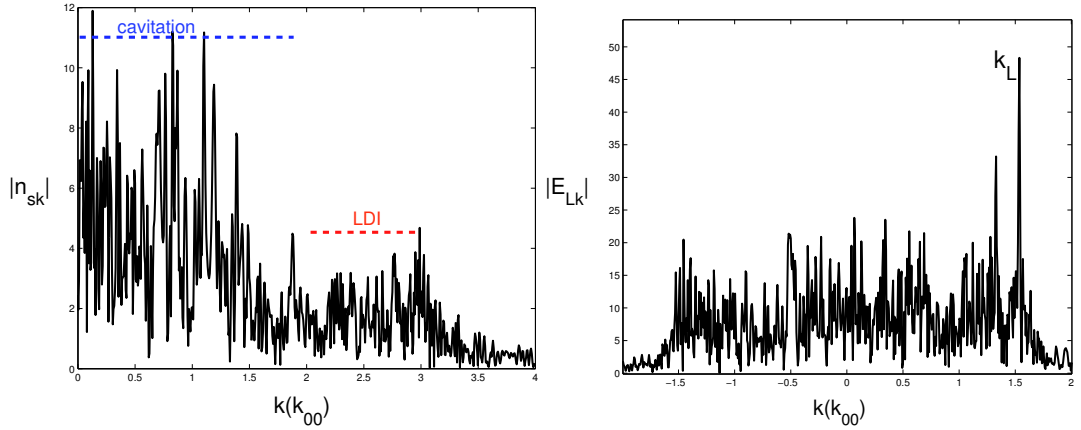


FIG. 4.34.: *cascade LDI* : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 80000\omega_0^{-1}$

4.35 indiquent, à $t = 80000\omega_0^{-1}$, que le laser sort du plasma avec une amplitude telle que $|E_0| \sim 0.7$ et que le niveau d'amplitude de l'onde rétrodiffusée à l'entrée est $|E_R| \sim 0.6$. Avec $R \sim 36\%$ (cf. figure 4.26), à comparer à $R \sim 70\%$ (cf. figure 4.24) sans le couplage avec les ondes sonores, on a bien un effet de saturation même si celui-ci est moindre qu'à $L = 500\frac{c}{\omega_0}$ (où nous avons $R \sim 16\%$ quand SRS était couplée aux ondes sonores, cf. figure 4.10).

Doublons à nouveau la longueur de la tranche de plasma et voyons si les interprétations précédentes suivent toujours la même logique. On cherchera aussi, grâce aux nouveaux panels de simulations présentées, à expliquer le lien entre la zone occupée par des structures cavitées et la saturation de l'instabilité Raman.

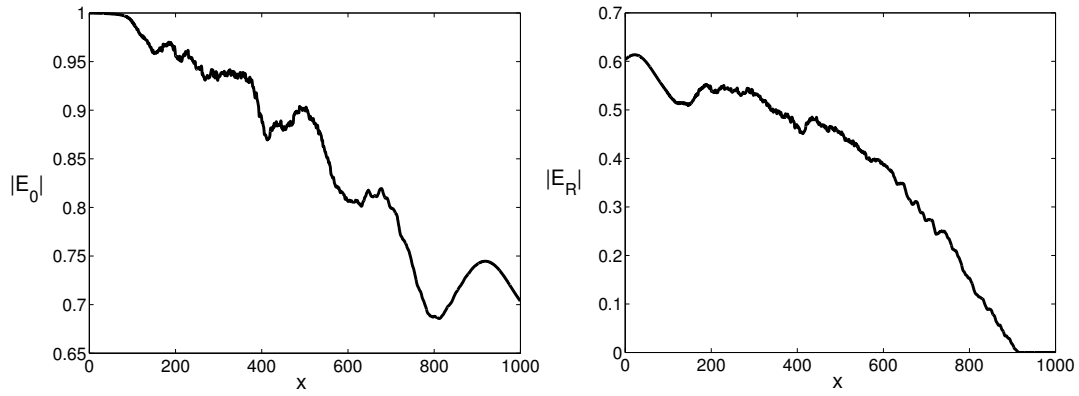


FIG. 4.35.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 80000\omega_0^{-1}$

4.4.3. SRS couplée aux ondes acoustiques ioniques à $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$

Nous présentons maintenant l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée, de Langmuir et sonore sur différents temps.

* **Cas étudié** : semblable au cas précédent avec $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$

* $I\lambda^2 = 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $T_i = 0.1 KeV$, $Z = 1$, $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$

* $N_{hydro}(x) = N_{e,ref} = 0.1 n_c$

* $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_c = 110 \frac{c}{\omega_0}$, $T = [0 : 120000] \omega_0^{-1}$

* $k_0 = 0.95 \frac{\omega_0}{c}$, $k_R = 0.6 \frac{\omega_0}{c}$, $k_L = 1.55 \frac{\omega_0}{c}$, $k^* = 0.11 \frac{\omega_0}{c}$

* $k_L \lambda_{De} = 0.22$, $\nu_t \sim 4 \times 10^{-7} \omega_0$, $\nu_{cL} \sim 3.4 \times 10^{-4} \omega_0$, $\frac{\nu_s}{\omega_s} = 0.04$

* $v_{g0} = 0.95c$, $v_{gR} = 0.88c$, $v_{gL} = 0.03c$, $v_{the} = 0.044c$, $c_s = 0.0012c$

Au regard de la figure 4.36, il semble plus difficile ici de distinguer quatre phases dans l'évolution temporelle de la réflectivité que dans les cas précédents où le plasma était de longueur $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$ ou $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$. On peut malgré tout définir les phases :

* (I) : phase de croissance linéaire de SRS jusqu'à $t \sim 16500 \omega_0^{-1}$

* (II) : première phase de saturation non-linéaire de $t \sim 16500 \omega_0^{-1}$ à $t \sim 21500 \omega_0^{-1}$ avec un *pic* de réflectivité caractéristique

* (III) : deuxième phase de saturation non-linéaire de $t = 21500 \omega_0^{-1}$ à $t = 70000 \omega_0^{-1}$

* (IV) : phase de saturation finale de $t = 70000 \omega_0^{-1}$ à $t = 120000 \omega_0^{-1}$

La phase (II) correspond à la saturation de l'onde de Langmuir qui s'est développée lors de la phase (I), proche du bord gauche du plasma. A $t = 19000 \omega_0^{-1}$, la figure 4.37 (G) montre qu'au moins une instabilité de décomposition électrostatique a eu lieu puisque nous voyons une onde sonore qui croît à l'endroit où l'onde de Langmuir mère a été générée (figure 4.37 (D)). Les figures 4.38 donnant les spectres des ondes sonores (figure 4.38 (G)) et des ondes de Langmuir (figure 4.38 (D)) montrent que l'onde mère k_L a été décomposée en une onde fille de type Langmuir $k_{L1} = -k_L + k^*$ et une onde fille de type acoustique ionique $k_{s1} = 2k_L - k^*$. Il n'y a donc eu qu'une seule décomposition électrostatique à cet instant.

Sur un intervalle de temps très court $\Delta t = 4000 \omega_0^{-1}$, et lors de la phase (III) à $t = 23000 \omega_0^{-1}$, le LDI a donné naissance à une suite de cinq cascades d'ondes de Langmuir (figure 4.39 (D)) et d'ondes sonores (figure 4.39 (G)) sans que des structures cavités se soient formées (figures 4.40). Néanmoins, on aperçoit sur la figure 4.40 (D) que les ondes sonores commencent à se développer sur de plus petites longueurs d'ondes (sur le domaine $L = [275 : 400] \frac{c}{\omega_0}$) en parallèle à des oscillations de l'onde de Langmuir plus piquées (figure 4.40 (G)), ce qui laisse présager la formation de cavitons et un enrichissement spectral.

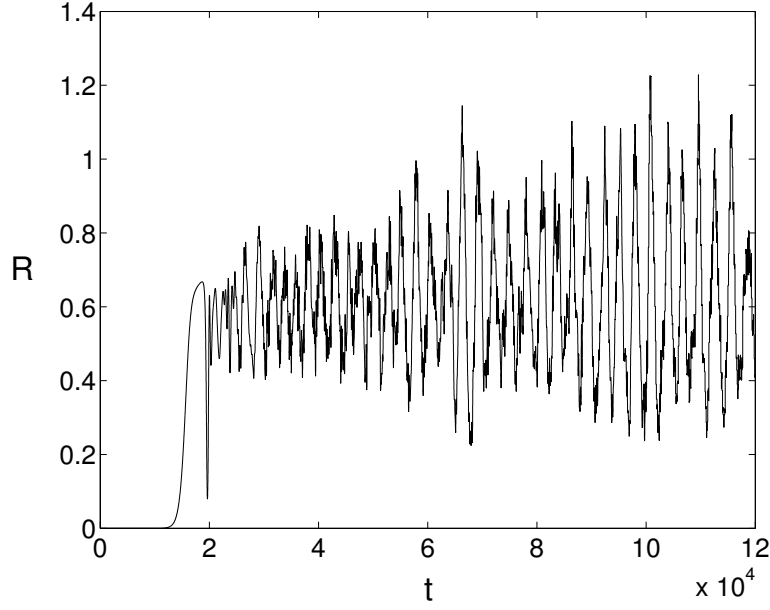


FIG. 4.36.: *SRS couplée aux ondes sonores* : réflectivité en fonction du temps pour $T = [0 : 120000] \omega_0^{-1}$

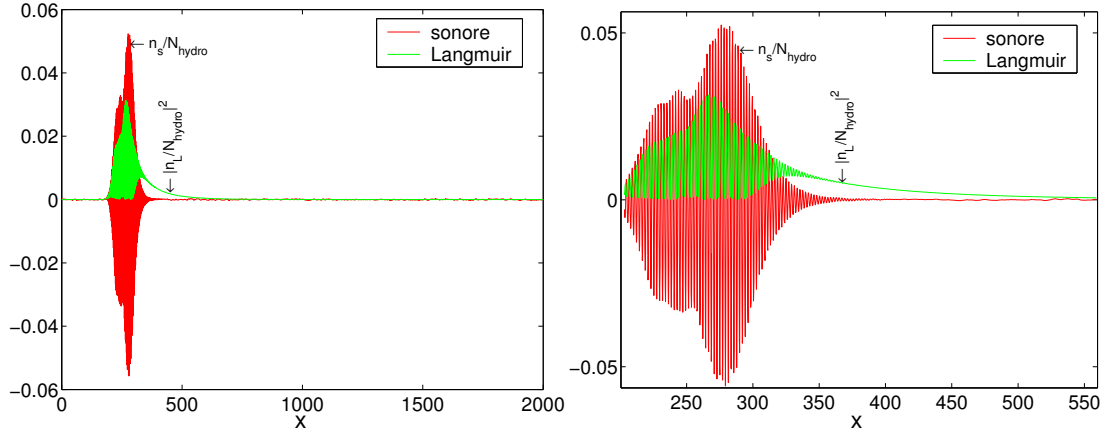


FIG. 4.37.: *SRS couplée aux ondes sonores* : ondes sonore et de Langmuir dans tout le plasma (G) puis zoom sur $L = [210 : 555] \frac{c}{\omega_0}$ (D) à $t = 19000 \omega_0^{-1}$

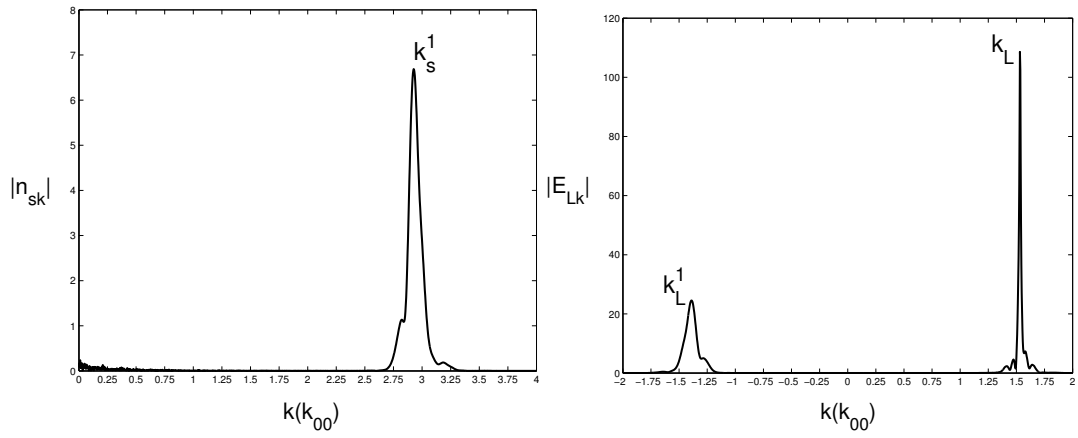


FIG. 4.38.: *cascade LDI* : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 19000\omega_0^{-1}$

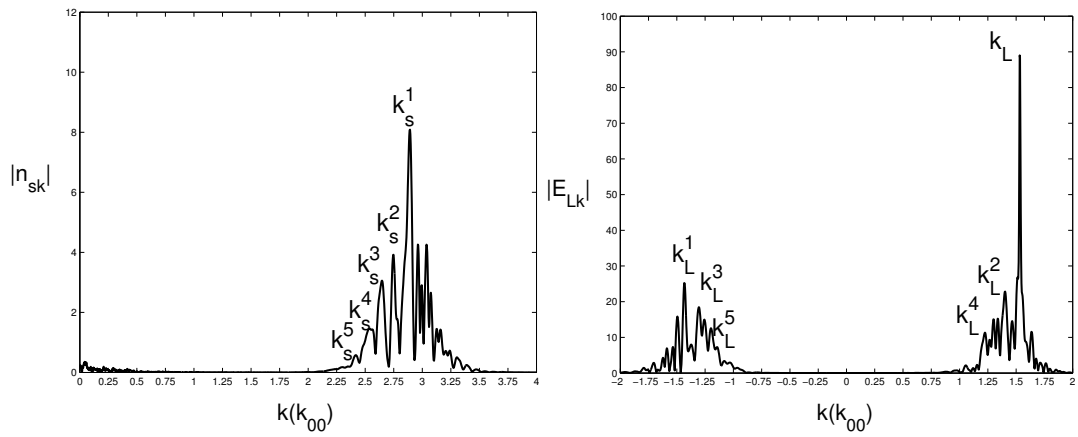


FIG. 4.39.: *cascade LDI* : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 23000\omega_0^{-1}$

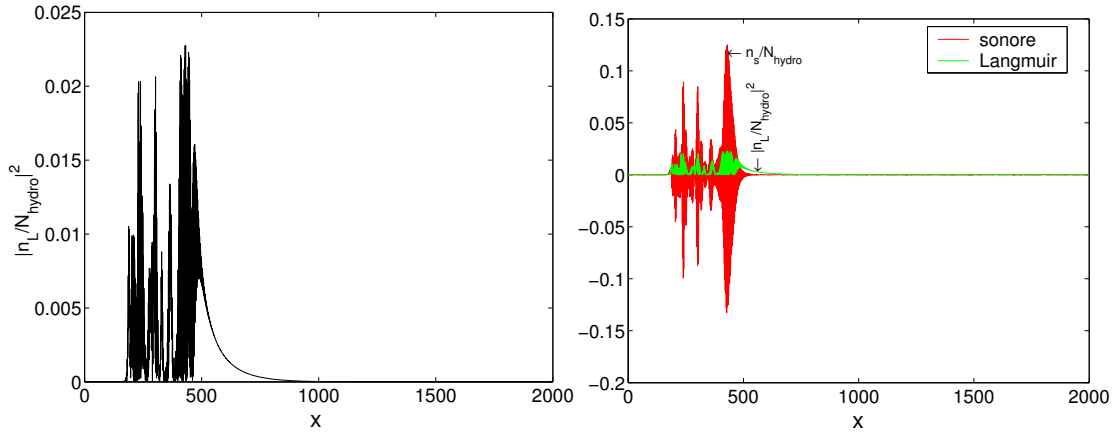


FIG. 4.40.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde de Langmuir (G) puis ondes sonore et de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 23000\omega_0^{-1}$

4. Etude théorique et numérique de la saturation de l'instabilité de rétrodiffusion Raman (SRS) stimulée pour un plasma homogène, dans un espace monodimensionnel

Effectivement, à $t = 32000\omega_0^{-1}$, les ondes sonores et les ondes de Langmuir sont devenues incohérentes sur cette partie $L = [275 : 400]\frac{c}{\omega_0}$ du plasma (figures 4.41) et ont formé des cavitons (figure 4.42). Le spectre des ondes sonores et des ondes de Langmuir s'est par conséquent enrichi sur une large gamme de nombres d'ondes (figures 4.43).

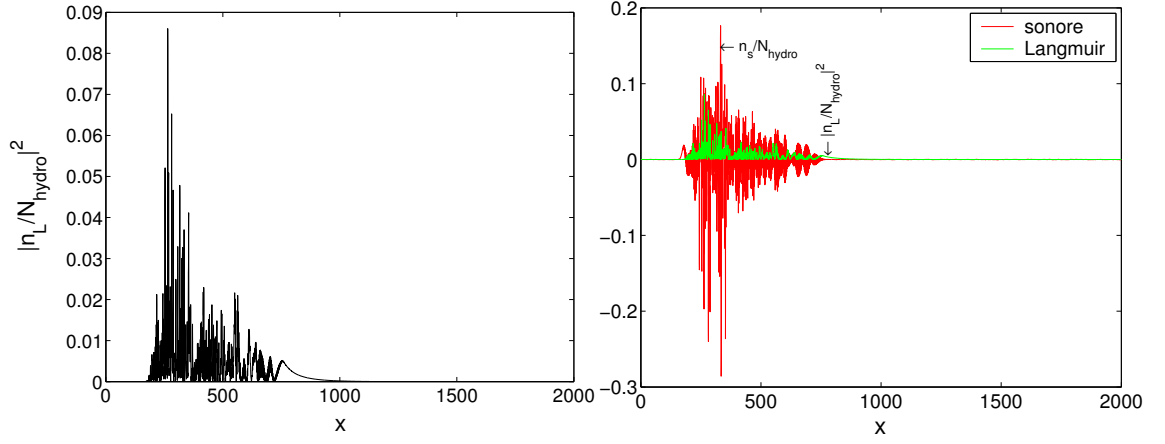


FIG. 4.41.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde de Langmuir (G) puis ondes sonore et de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 32000\omega_0^{-1}$

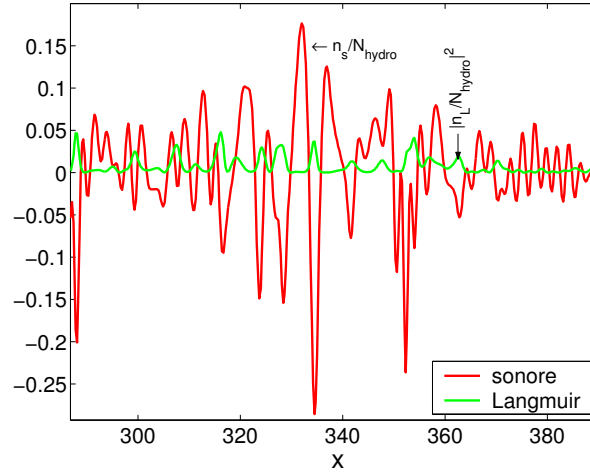


FIG. 4.42.: *SRS couplée aux ondes sonores* : zoom sur $L = [310 : 390]$ des ondes sonore et de Langmuir à $t = 32000\omega_0^{-1}$

Nous venons de décrire des similarités concernant les phénomènes physiques qui se déroulent lors des phases (I), (II) et première partie de la phase (III) entre ce plasma de longueur $L = 2000\frac{c}{\omega_0}$ et les plasmas précédents qui étaient de longueur $L = 500\frac{c}{\omega_0}$ et $L = 1000\frac{c}{\omega_0}$. On s'attend donc à ce que cette ressemblance se poursuive dans la deuxième partie de la phase (III) puis la phase (IV).

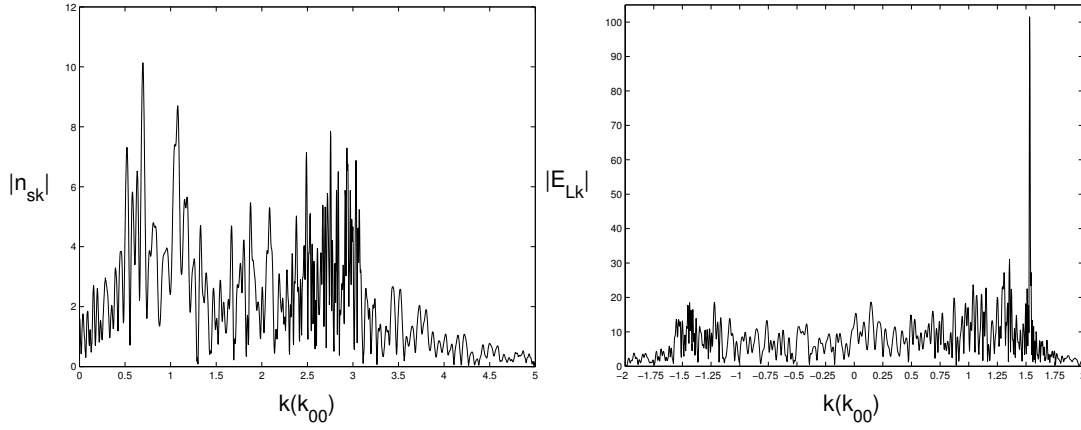


FIG. 4.43.: *cascade LDI* : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 32000\omega_0^{-1}$

Or, en revenant à la figure 4.36, on constate que contrairement aux cas présentés précédemment, il n'existe pas de rupture de pente de la réflectivité. Au mieux on peut distinguer, à partir du temps $t = 16500 + \frac{1600}{0.03} \sim 70000\omega_0^{-1}$ (en suivant le principe exposé précédemment avec $1600 \frac{c}{\omega_0}$ la longueur de plasma "physique" due aux amortissements numériques imposés aux bords), un régime plus turbulent où la réflectivité est caractérisée par des oscillations de grande amplitude.

À $t = 90000\omega_0^{-1}$, durant la phase (IV), la figure 4.44 (D) montre qu'une zone de cavitons occupe près de la moitié du plasma et qu'à partir de $x = 900 \frac{c}{\omega_0}$ existe une partie de plasma, $L = [900 : 1100] \frac{c}{\omega_0}$, où l'instabilité LDI est présente et une autre $L = [1100 : 1600] \frac{c}{\omega_0}$ où l'instabilité Raman s'est développée sans être saturée par les ondes sonores (figure 4.44 (G)). On observe également cette zone "libre" de développement de l'instabilité Raman sur la figure 4.45 (D) où la croissance de l'onde rétrodiffusée est parfaitement linéaire sur $L = [1100 : 1600] \frac{c}{\omega_0}$.

Le fait que la réflectivité reste à un niveau moyen $R \sim 60\%$ (figure 4.36) sans chuter dans la transition phase (III) à (IV) laisse penser que plus le domaine occupé par des ondes plasmas cavitées est large, moins la saturation par les ondes sonores est efficace.

A nouveau, il est possible d'invoquer les effets d'incohérence générés par un nombre important de cavitons (figures 4.46 (G) et (D)) qui conduiraient à une turbulence telle que même les ondes sonores non cavitées deviendraient non résonnantes vis à vis des ondes de Langmuir ; ce qui permettrait à l'instabilité Raman de se développer sur un large espace sans être saturée. En effet, les figures 4.47 (G) et 4.47 (D) donnant respectivement les spectres des ondes sonores et des ondes de Langmuir montrent que l'amplitude du mode fondamental de Langmuir à k_L (nombre d'onde de Langmuir généré par l'instabilité Raman) est supérieure à celle des autres composantes de Langmuir obtenues

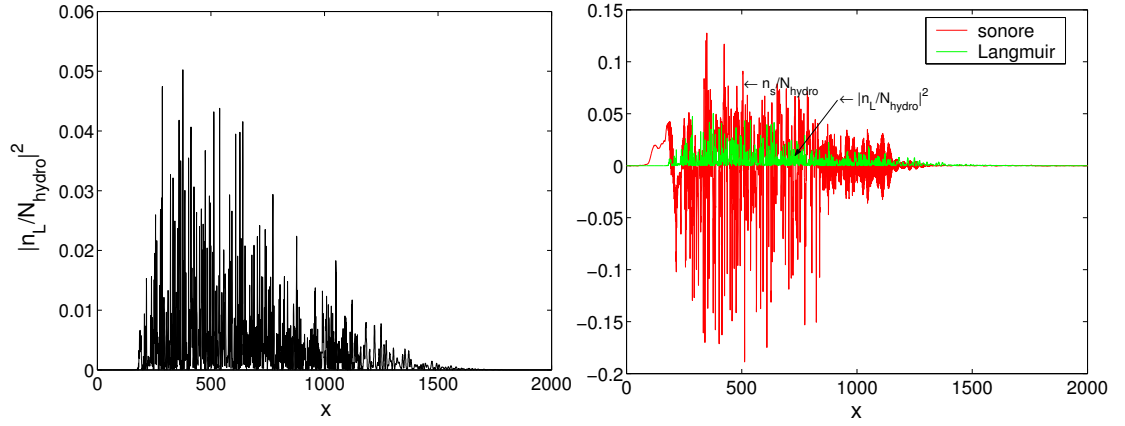


FIG. 4.44.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde de Langmuir (G) puis ondes sonore et de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 90000\omega_0^{-1}$

par LDI ou cavitation. D'ailleurs, l'amplitude de ce mode k_L est restée pratiquement constante depuis la première saturation (phase (II)).

De plus, il apparaît clairement sur ces figures que les composantes spectrales excitées sont très rapprochées les unes des autres, ce qui est une signature de turbulence en espace et à posteriori d'effets d'incohérences spatiales forts.

D'où les questions :

- la formation d'ondes sonores cavitées empêche-t-elle une saturation optimale de SRS par le LDI ?
- obtiendrions nous une réflectivité moindre et donc une saturation plus efficace de SRS via le LDI si nous inhibons la formation de structures cavitées en effectuant une approximation d'enveloppe en espace pour les ondes de Langmuir ?

Une réponse sera apportée lors de la section 4.6.

4.4. Variation de la longueur : effet sur l'échelle temporelle de la réflectivité.
 Simulations à $k_L \lambda_{De} = 0.22$ avec $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$ puis $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$

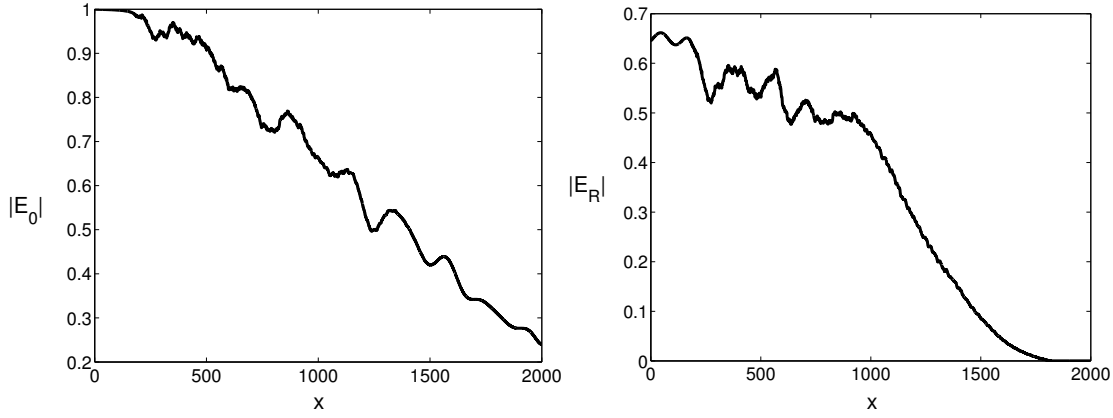


FIG. 4.45.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 90000\omega_0^{-1}$

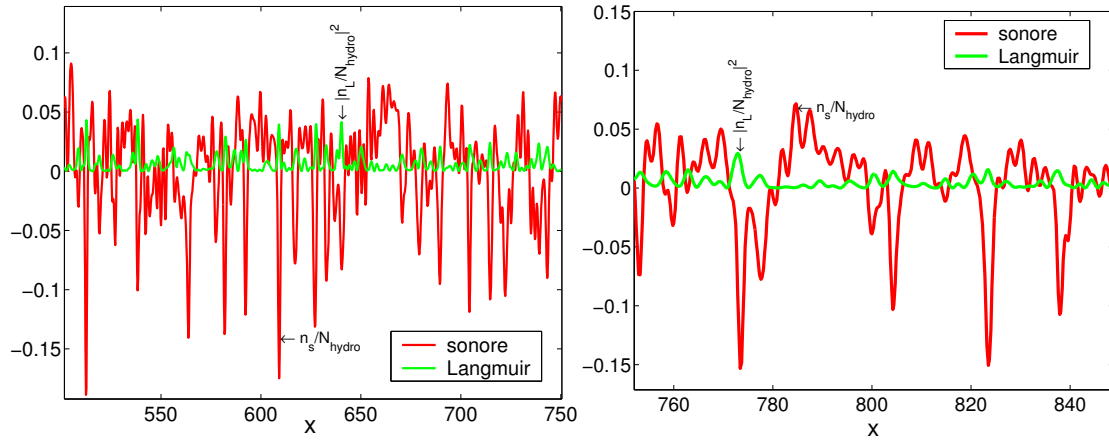


FIG. 4.46.: *SRS couplée aux ondes sonores* : zoom sur $L = [500 : 750] \frac{c}{\omega_0}$ (G) et sur $L = [750 : 850] \frac{c}{\omega_0}$ (D) des ondes sonore et de Langmuir à $t = 90000\omega_0^{-1}$

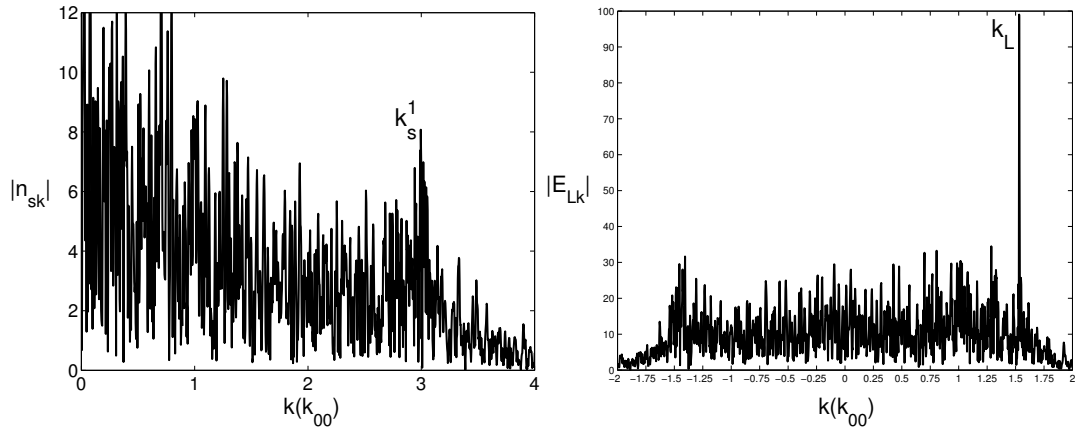


FIG. 4.47.: *cascade LDI* : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 90000\omega_0^{-1}$

En conclusion, cette étude comparative entre des plasmas de longueurs différentes (respectivement $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$, $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$ et $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$) où par ailleurs les paramètres physiques que sont la densité, la température électronique ou ionique et l'éclairement laser ont été fixés, a permis de mettre en lumière les caractéristiques suivantes.

L'instabilité de rétrodiffusion Raman (SRS) se développe initialement et fait croître une onde plasma jusqu'au seuil de déclenchement du Langmuir Decay Instability (LDI). Au moment où le taux de croissance du LDI est de l'ordre du taux de croissance de SRS absolue, on rentre dans une première phase dite de saturation nonlinéaire où l'onde de Langmuir mère générée par SRS se couple aux ondes sonores et produit par instabilité de décomposition électrostatique (IDE) une onde de Langmuir fille de sens opposé. Il s'en suit une deuxième phase de saturation nonlinéaire où par suite d'IDE, le LDI conduit à des cascades d'ondes de Langmuir et d'ondes sonores.

Tant que ces ondes restent cohérentes spatialement, une analyse spectrale montre uniquement la signature du LDI. Mais cette cohérence semble dépendre de la longueur L du plasma. En ce sens, plus le LDI (et intrinsèquement SRS) a de l'espace pour se développer, plus les ondes plasmas ont tendance à se caviter et former un domaine L_{cav} de cavitons proportionnel à L . Comme dans ce domaine, le niveau de réflectivité est proportionnel au produit $L_{cav} \times l_c$, où l_c est la largeur caractéristique d'un caviton, on comprend que la réflectivité Raman soit plus grande pour des plasmas de grande longueur. Cette formation de cavitons enrichit le spectre des ondes de Langmuir et des ondes sonores par des nombres d'ondes qui tendent vers zéro et qui ne sont pas résonnants pour l'instabilité LDI. De plus, plus le domaine de cavitons est large, plus le spectre des ondes plasmas semble contenir un continuum de modes qui peuvent rendre incohérent les modes propres résonnants pour l'instabilité LDI et entretenir une turbulence d'ensemble qui empêche ainsi une saturation optimale de l'instabilité Raman par la dynamique ionique.

4.5. Loi d'échelle : prédiction analytique et numérique de la réflectivité Raman en régime LDI-cavitation

4.5.1. Réflectivité analytique

On résume ici le calcul effectué par T. Kolber, W. Rozmus et V.T. Tikhonchuk [24] pour évaluer la réflectivité obtenue après saturation nonlinéaire, par l'instabilité LDI seule (sans formation de "cavitons"), de l'onde de Langmuir générée par l'instabilité Raman.

SRS est supposée de nature absolue et le LDI de nature convective.

A partir du système d'équations 3.81, pour la rétrodiffusion Raman uniquement et dans les unités normalisées qui ont été données au début de ce chapitre :

(1) : - on enveloppe l'équation des ondes de Langmuir en espace autour du nombre d'onde k_L résonnant pour SRS
 - on enveloppe l'équation des ondes sonores en espace autour du nombre d'onde $k_s = 2k_L - k^*$ et en temps autour de la pulsation $\omega_s = k_s c_s$

(2) : on suppose que toutes les ondes de Langmuir créées par le LDI dans un sens opposé à l'onde de Langmuir fondamentale créée par SRS ont en moyenne la *même énergie spectrale* que les ondes de Langmuir émises par le LDI dans le même sens que cette onde de Langmuir mère à l'origine de la première décomposition électrostatique.

En régime asymptotique stationnaire, on peut écrire (dans les normalisations précisées en 3.4) à partir de l'équation des ondes sonores enveloppée et dans l'hypothèse d'amortissement fort :

$$a_s = -i \frac{1}{2\nu_s} \left(\frac{Z m_e \alpha_{inc} k_s^2}{m_i \omega_s} \right) |E_L|^2$$

De même, à partir de l'équation des ondes de Langmuir enveloppée en temps :

$$\begin{aligned} k_L N_{e,ref} \frac{1}{\omega_R} E_0 E_R^* &= a_s E_L \\ &= -\frac{1}{2\nu_s} \left(\frac{Z m_e \alpha_{inc} k_s^2}{m_i \omega_s} \right) |E_L|^3 \end{aligned} \quad (4.9)$$

On suppose aussi une faible déplétion de l'onde de pompe ($E_0 \sim 1$). A partir de la relation 4.9, on écrit alors :

$$E_L^* = -C^{\frac{1}{3}} E_R^{\frac{1}{3}}$$

avec :

$$C = \frac{4 \left(\frac{k_L}{2} \right) \left(\frac{\nu_s}{\omega_s} \right) \left(\frac{T_e}{511} \right)}{\omega_R \alpha_{inc}}$$

Des hypothèses, régime stationnaire et $E_0 \sim 1$, l'équation de l'onde rétrodiffusée,

$$\partial_x E_R = \frac{1}{2v_{gR}} \alpha_{inc} k_L E_L^*$$

permet de définir, après intégration, la réflectivité R_{KRT} :

$$\begin{aligned} R_{KRT} &= \frac{|E_R|_{x=0}^2}{|E_0|_{x=0}^2} = \left(\frac{\alpha_{inc} k_L L}{3v_{gR}} \right)^3 C \\ &= 10^{-5} \left(\frac{L}{\lambda_0} \right)^3 (I_{14} \lambda^2) \left(\frac{\nu_s}{\omega_s} \right) T_e N_{e,ref} \end{aligned} \quad (4.10)$$

En admettant les hypothèses qui ont permis d'aboutir à l'expression 4.10 précédente, on remarque que la réflectivité est, entre-autre, une fonction du produit de l'éclairement et du cube de la longueur du plasma. Cette dépendance fonctionnelle a donc un poids important et régit la valeur asymptotique de la réflectivité.

Par ailleurs, les résultats présentés dans les sections précédentes ont montré qu'à toutes données physiques fixées, une **augmentation de la longueur** conduisait à une turbulence forte des ondes plasmas qui rendait le système incohérent en temps et en espace, cette incohérence tendant à diminuer l'effet de la saturation de SRS par le LDI.

Plusieurs simulations numériques, dont les paramètres sont présentés dans le tableau 4.1, ont été réalisées dans l'objectif de vérifier la loi d'échelle établie plus haut. Etant donné les conclusions de la partie précédente, nous avons fait varier la température électronique T_e , la densité du plasma $N_{e,ref}$ et l'amortissement sonore $\frac{\nu_s}{\omega_s}$ ainsi que la longueur du plasma en choisissant une limite en longueur à $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$ et en éclairement laser à $I_{14} \lambda^2 = 5 \times 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$.

Tous les cas considérés vérifient l'hypothèse de nature absolue de l'instabilité de rétro-diffusion Raman stimulée. Seule l'hypothèse du LDI en régime convectif reste à prouver pour chaque cas simulé. En effet, il est difficile d'établir un calcul prédictif rigoureux donnant la nature de cette instabilité.

Dans le cas où l'hypothèse de conservation de flux entre l'instant où SRS s'est développée sur son taux de croissance absolue et l'instant où le LDI a généré une première décomposition de l'onde de Langmuir (donc SRS atteint γ_{abs} avant le premier pic de réflectivité) peut être faite, ce qui est vrai d'après les expériences numériques effectuées pour les longueurs de plasma et les gammes de paramètres physiques choisis dans le tableau 4.1, on peut écrire, à partir de la relation 3.56, le taux de croissance γ_s du LDI sous la forme :

$$\gamma_s^2 = \frac{Z m_e}{2 m_i} \frac{\alpha_{inc}^2}{\sqrt{N_{e,ref}}} \frac{k_{s1}}{c_s} |E_{L\infty}|^2 \quad (4.11)$$

où $|E_{L\infty}|^2$ correspond au module carré du champ de Langmuir pour SRS en état stationnaire.

Ce champ $E_{L\infty}$ est alors supposé jouer le rôle d'onde de pompe dans le déclenchement du LDI. On peut le relier à la réflectivité R de SRS seule par conservation de flux à partir de l'équation de l'onde rétrodiffusée et de l'onde de Langmuir, toutes deux enveloppées en temps et en espace.

Après calculs, on obtient :

$$|E_{L\infty}|^2 = \frac{v_{gR} \sqrt{N_{e,ref}}}{v_{gL} \omega_R} R \quad (4.12)$$

Bien entendu, il faut comprendre ce raisonnement au premier ordre, dans le sens où la valeur donnée par $|E_{L\infty}|^2$ impose au LDI qui démarre (au temps associé au premier pic de saturation de la réflectivité) la nature de cette instabilité : convective ou absolue.

De la relation précédente 4.12, on peut écrire que le LDI est de nature absolue si la condition suivante est satisfaite :

$$\frac{Zm_e}{m_i} \frac{\alpha_{inc}^2}{c_s} \left(4 \left[\frac{k_L}{2} \right] - k^* \right) \frac{v_{gR}}{v_{gL}} R > \nu_s^2 \quad (4.13)$$

est vérifiée.

Toutes les simulations numériques r_γ (tableau 4.1) ont été effectuées pour une durée $T = 120000\omega_0^{-1}$. Nous distinguons par des codes de couleurs différents les régimes à $k_L \lambda_{De} = 0.22$ pour des longueurs $L < 500 \frac{c}{\omega_0}$, à $k_L \lambda_{De} = 0.22$ pour $L \geq 500 \frac{c}{\omega_0}$ et les régimes à $k_L \lambda_{De} = 0.12$ pour $L \geq 500 \frac{c}{\omega_0}$.

La figure 4.48 qui représente, pour chacun des cas du tableau 4.1, la réflectivité asymptotique obtenue par simulation numérique R_{num} en fonction de la réflectivité obtenue à partir des hypothèses décrites plus haut R_{KRT} montre que les deux cas ($r11$ et $r12$ à $k_L \lambda_{De} = 0.22$) qui coïncident avec la droite $R_{num} = R_{KRT}$ sont associés aux deux plus petites longueurs du panel. Dans aucun de ces deux cas, la formation de cavitons n'a été observée ; seule le LDI via des ondes sonores qui oscillent de façon régulière à $\lambda_s \sim \frac{\pi}{k_L}$ a conduit à la saturation de SRS. La réflectivité asymptotique atteint un état stable, bien défini et sans oscillation, ce qui signifie que le plasma n'est pas le siège d'une turbulence forte des ondes de Langmuir.

cas	$L(\frac{c}{\omega_0})$	I_{14}	$N_{e,ref}(n_c)$	$T_e(\text{KeV})$	$T_i(\text{KeV})$	$k_L \lambda_{De}$	Z	$\lambda_0(\mu m)$
r0	1000	1	0.1	1	0.1	0.22	1	1.062
r1	500	0.5	0.1	1	0.1	0.22	1	1.062
r2	500	1	0.1	1	1	0.22	5	1.062
r3	500	1	0.1	1	0.1	0.22	1	1.062
r4	500	2.5	0.1	1	0.5	0.22	5	1.062
r5	1000	0.5	0.1	1	0.1	0.22	1	1.062
r6	500	5	0.06	0.5	0.25	0.22	5	1.062
r7	500	0.5	0.2	1	0.1	0.12	1	1.062
r8	500	1	0.2	1	0.1	0.12	1	1.062
r9	500	5	0.2	1	0.1	0.12	1	1.062
r10	1000	1	0.2	1	0.25	0.12	5	1.062
r11	125	5	0.1	1	0.5	0.22	5	1.062
r12	250	2.5	0.1	0.5	0.25	0.22	5	1.062

TAB. 4.1.: Valeurs des paramètres physiques associés à chacun des cas simulés

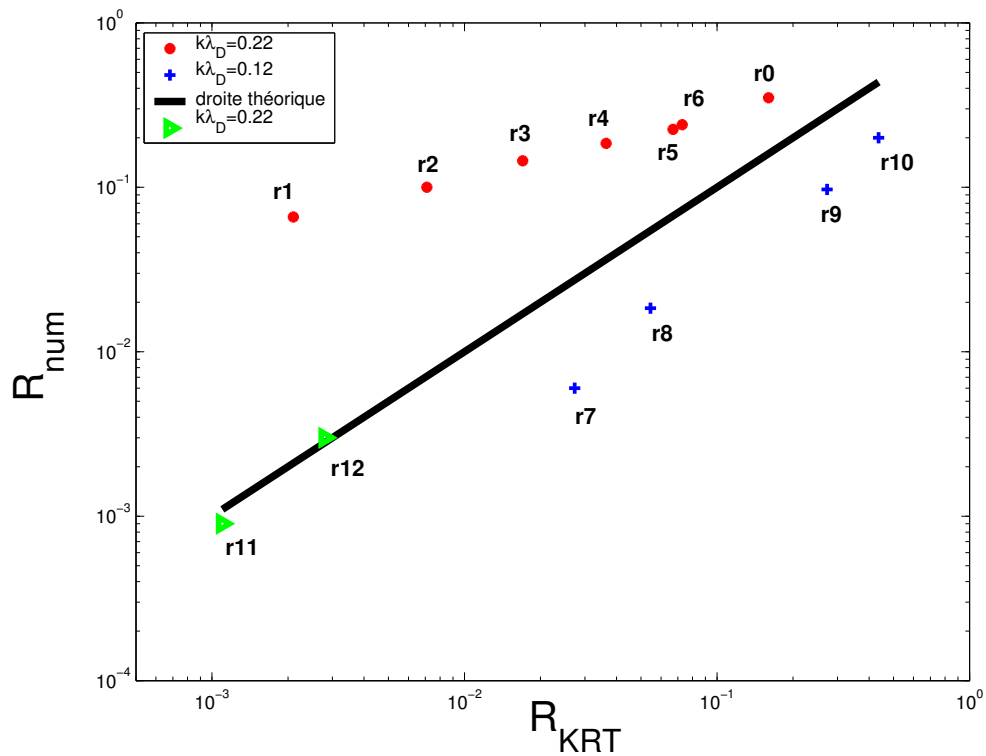


FIG. 4.48.: Réflectivité numérique en fonction de la réflectivité analytique pour les cas présentés dans le tableau 4.1. Echelle logarithmique

A contrario, on distingue nettement sur la figure 4.48 deux ensembles de points (à $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $k_L \lambda_{De} = 0.12$) correspondant à des cas où les longueurs de plasma sont plus grandes et où la formation de cavitons peut se déclencher.

L'ensemble des points à $k_L \lambda_{De} = 0.22$ (en rouge sur la figure 4.48) donnent une réflectivité numérique plus grande que celle prédite par la loi 4.10 et ceux à $k_L \lambda_{De} = 0.12$ (en bleu sur la figure 4.48) donnent une réflectivité numérique plus faible. **Ce qui est à la fois surprenant et remarquable réside dans la régularité linéaire que constituent ces points.**

Le fait qu'à $k_L \lambda_{De} = 0.12$, les points soient en dessous de la droite $R_{num} = R_{KRT}$ peut s'expliquer en invoquant que la cavitation est le processus physique dominant sans laisser au LDI le temps de se développer. En effet, en annexe B sont présentés des résultats d'une simulation numérique avec $k_L \lambda_{De} = 0.12$, $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$ et $I \lambda^2 = 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$ où on se rend compte que la cavitation apparaît très vite après le premier pic de réflectivité (figure B.4 puis figures B.8 et B.9) et génère en plus d'un transfert vers des nombres d'ondes petits, un transfert vers des $k > k_L$ (pour les ondes de Langmuir, figure B.10 (D)) et $k > k_{s1}$ (pour les ondes sonores, figure B.10 (G)), ce phénomène s'amplifiant en temps (voir l'annexe B et notamment les figures B.16, B.17 et B.18 pour $t = 120000 \omega_0^{-1}$). Pour les ondes de Langmuir, ce transfert vers de plus grand nombres d'onde que le nombre d'onde fondamental k_L implique que des modes sont plus amortis par effet Landau dans une région donnée du plasma, ce qui est un effet de saturation supplémentaire au rôle joué par les ondes sonores. On pourrait aussi penser que par ce transfert à grand k , les ondes sonores soient plus amorties par l'effet Landau acoustique et auraient donc tendance à moins saturer l'onde de Langmuir puisque le niveau d'amplitude de leurs oscillations diminueraient. En réalité, il n'en est rien puisque les expériences numériques ont montré que la variation de l'amortissement des ondes sonores, tant que $\frac{\nu_s}{\omega_s}$ restait raisonnable (c'est à dire $10^{-2} \leq \frac{\nu_s}{\omega_s} \leq 10^{-1}$), jouait un rôle pratiquement négligeable sur le niveau de réflectivité Raman obtenu après saturation des ondes de Langmuir par ces ondes acoustiques ioniques.

Pour $k_L \lambda_{De} \sim 0.2$, tous les cas considérés (de r0 à r6) ont montré un début de saturation dû à l'instabilité LDI seule avant que les ondes sonores et les ondes de Langmuir constituent des cavités et ne forment un domaine de cavitons proportionnel à la longueur du plasma (comme cela a été analysé dans les sections précédentes). Cependant, ces structures cavitées tendent à transférer l'énergie des modes LDI vers des modes à petits nombres d'onde uniquement, c'est à dire sans transfert vers $k > k_L$ et $k > k_{s1}$ comme il y a lieu pour $k_L \lambda_{De} \sim 0.1$. Ce transfert ne se fait donc qu'à un niveau où l'amortissement des ondes de Langmuir par effet Landau est plus faible que l'amortissement Landau initial de l'onde de Langmuir mère générée par SRS, ce qui entretient le niveau de turbulence forte de ces ondes quand elles se couplent aux ondes sonores.

En conclusion, la réflectivité Raman obtenue quand on couple SRS à la dynamique

ionique est bien décrite par la loi d'échelle 4.10 uniquement dans les cas où l'instabilité LDI n'est pas perturbée par la formation de structures cavitées et agit seule dans le processus de saturation de l'onde de Langmuir. Pour les domaines de paramètres considérés, la réflectivité est approchée par la loi d'échelle 4.10 pour des longueurs de plasma $L < 500 \frac{c}{\omega_0}$ et des éclaircissements $I < 5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$.

Dans les régimes à $k_L \lambda_{De} \sim 0.2$ et pour $L > 500 \frac{c}{\omega_0}$ ($5 \times 10^{13} < I \lambda^2 < 5 \times 10^{14}$), nous avons vu que des ondes sonores et des ondes de Langmuir cavitées remplissaient la première moitié du plasma alors que le LDI et SRS seule (c'est à dire que le niveau des fluctuations des ondes sonores, dans une zone proche de la sortie du plasma où SRS peut croître, est trop faible pour saturer la croissance de cette instabilité) occupaient la seconde moitié. Cette coexistence entre du LDI et de la cavitation expliquerait que la *réflectivité soit plus élevée que celle prédite par R_{KRT}* . Par ailleurs, l'ensemble des simulations ont démontré que les réflectivités étaient reliées par une droite dans l'espace (R_{KRT}, R_{num}) . Pour ces régimes donc, la réflectivité ne dépendrait pas uniquement des paramètres intervenant dans la loi R_{KRT} mais aussi d'une ou d'autres fonctionnelles qui prendraient en compte la zone de cavitation et la turbulence des ondes plasmas : par exemple une fonctionnelle, qui reste à paramétrer, du type γ_{cav} comme cela fut invoqué en section 4.4.2.

Une expression prédictive générale de la réflectivité obtenue après saturation de SRS par les fluctuations acoustiques ioniques devrait donc prendre en compte ces différents régimes.

4.6. Comparaison du code complet avec un code dit "enveloppé" dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$

"Modèle enveloppé" d'équations modélisant exactement la saturation nonlinéaire de l'instabilité de rétrodiffusion Raman stimulée (SRS) via le Langmuir Decay Instability (LDI)

On a développé un modèle capable de prendre en compte la cascade LDI et qui ignore les instabilités modulationnelles et la cavitation à partir d'équations d'enveloppe pour les ondes de Langmuir et sans aucune approximation d'enveloppe pour les ondes sonores.

A partir du système d'équations 3.81 dit "complet", on peut décomposer l'onde de Langmuir E_L en une onde de Langmuir avant notée E_{L+} et une onde de Langmuir arrière notée E_{L-} , toutes deux enveloppées en espace autour du nombre d'onde fondamental k_L ($k_L = \sqrt{1 - N_{e,ref}} + \sqrt{1 - 2\sqrt{N_{e,ref}}}$ > 0 dans les normalisations choisies) résonnant pour SRS. On écrit :

$$E_L(x, t) = E_{L+}(x, t) \exp i k_L x + E_{L-}(x, t) \exp -i k_L x + c.c \quad (4.14)$$

L'onde sonore $\frac{n_s}{N_{hydro}}$ est quant à elle enveloppée en espace (et non en temps) autour du nombre d'onde $k_s = 2k_L$ résonnant, à k^* près, pour la première instabilité de décomposition électrostatique qui intervient dans le processus global du Langmuir Decay Instability. On écrit donc :

$$\frac{n_s(x, t)}{N_{hydro}} = \frac{N_s(x, t)}{N_{hydro}} \exp 2i k_L x + c.c \quad (4.15)$$

où $\frac{N_s}{N_{hydro}}$ est l'enveloppe spatiale des fluctuations acoustiques ioniques.

Notons que nous n'avons pas décalé k_s du nombre d'onde k^* dans la mesure où le système d'équations aux dérivées partielles du premier ordre présenté ci-dessous est en mesure de prendre en compte ce décalage automatiquement.

Après avoir appliqué ces quantités enveloppées dans le modèle 3.81, on obtient le système

d'équations suivant dit "**modèle enveloppé**" :

$$\begin{aligned}
[\partial_t + \nu_t + \nu_{g0} \partial_x] E_0 &= \frac{\alpha}{2} k_L E_{L+} E_{R,b} \\
[\partial_t + \nu_t - \nu_{gR} \partial_x] E_{R,b} &= -\frac{\alpha}{2} \omega_R k_L E_{L+}^* E_0 \\
[\partial_t + \nu_{cL,k>0} + \left(\frac{3v_{the}^2 k_L}{\omega_{pe}} \right) \partial_x] E_{L+} &= -i \frac{\alpha}{2 \sqrt{N_{e,ref}}} E_{L+} \hat{a}_s \\
&\quad - \frac{N_e^{BF} \alpha}{2 \sqrt{N_{e,ref}}} k_L E_0 E_R^* \\
[\partial_t + \nu_{cL,k<0} - \left(\frac{3v_{the}^2 k_L}{\omega_{pe}} \right) \partial_x] E_{L-} &= -i \frac{\alpha}{2 \sqrt{N_{e,ref}}} E_{L+} \hat{a}_s^* \\
[\partial_t^2 + 2\nu_{s,k} \partial_t - c_s^2 (\partial_x^2 + 2ik_s \partial_x - k_s^2)] \frac{N_s}{N_{hydro}} &= -4 \frac{Zm_e}{m_i} \alpha^2 k_L^2 \frac{E_{L+} E_{L-}^*}{N_{hydro}}
\end{aligned} \tag{4.16}$$

avec les mêmes conditions de fermeture du système que "le modèle complet", c'est à dire :

$$\begin{aligned}
N^{BF} &= N_{e,ref} + N_s \\
\hat{a}_s &= \frac{N_s}{\alpha_{inc}}
\end{aligned}$$

Notons que le décalage suivant le nombre d'onde k_L et $2k_L$ dû à l'approximation d'enveloppe sur les ondes de Langmuir et les ondes sonores a été pris en compte dans le calcul de l'amortissement Landau électronique et ionique selon :

$\nu_{L,k>0} = \nu_L(k + k_L)$, $\nu_{L,k<0} = \nu_L(k - k_L)$ (formule 3.70 où ν_L intervient dans l'amortissement total ν_{cL} , cf. section 3.1.2) et $\nu_{s,k} = \nu_s(k + 2k_L)$ (formule 3.78, cf. section 3.1.2).

Le fait d'avoir enveloppé ainsi permet de garder uniquement les couplages résonnants pour le LDI. Dans l'équation des ondes sonores, on omet donc les termes pondérateurs $|E_{L+}|^2$ et $|E_{L-}|^2$ responsables de ce qu'on a appelé la "cavitation" dans les parties précédentes et on garde l'opérateur spatial complet $\partial_x^2 + 2ik_s \partial_x - k_s^2$ pour autoriser les ondes sonores à se propager dans les deux sens en réponse aux instabilités de décomposition électrostatique qui se succèdent jusqu'à saturation de l'onde de Langmuir mère générée par l'instabilité de rétrodiffusion Raman (SRS).

Ce modèle a le mérite d'être en mesure de prendre en compte la cascade LDI complète, contrairement aux modèles de couplage d'ondes classiques et habituellement étudiés visant à simuler l'instabilité LDI en décomposant, via des équations du premier ordre pour l'équation des ondes sonores enveloppées autour de $k_{s\alpha} = |k_{L\alpha-1}| + |k_{L\alpha}|$ et de Langmuir

enveloppées autour de $|k_{L\alpha}| = |k_L| - \alpha k^*$, une à une chacune des cascades d'ondes plasmas.

On s'attend donc à ce que ce modèle donne des résultats proches du "modèle complet" en ce qui concerne les niveaux asymptotiques de la réflectivité lorsque le processus de saturation dominant est celui de la cascade LDI. Bien entendu, on peut penser que cela restera vrai dans des régimes où la formation de cavitons n'est pas le processus dominant dans l'échelle temporelle qui conduit à la saturation de l'onde de Langmuir et où le niveau de turbulence des ondes plasmas reste modéré. Cela correspond, d'après les conclusions des parties précédentes, à des régimes où $k_L \lambda_{De} \sim 0.2$ et $L \leq 500 \frac{c}{\omega_0}$ ($5 \times 10^{13} < I\lambda^2 < 5 \times 10^{14}$).

Effectivement, pour des régimes (type r11 et r12 du tableau 4.48) où la cavitation n'apparaît pas, les deux modèles donnent des niveaux équivalents de la réflectivité asymptotique.

Reste à prouver la supposition disant que la formation de cavitons pourrait, comme cela fut conclus dans la partie précédente, empêcher une saturation optimale de SRS et rendre la réflectivité supérieure à celle qu'on aurait par le LDI seule, sans structure cavité. Pour ce faire, on a donc cherché à comparer ces deux modèles dans un cas limite, à $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$.

On donne ci-dessous les paramètres physiques utilisés pour les simulations.

Cas étudié ; semblable à celui de la section 4.3 :

- * $I\lambda^2 = 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $T_i = 0.1 KeV$, $Z = 1$, $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$
- * $N_{hydro}(x) = N_{e,ref} = 0.1 n_c$
- * $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$, $L_c = 110 \frac{c}{\omega_0}$, $T = [0 : 120000] \omega_0^{-1}$
- * $k_0 = 0.95 \frac{\omega_0}{c}$, $k_R = 0.6 \frac{\omega_0}{c}$, $k_L = 1.55 \frac{\omega_0}{c}$, $k^* = 0.11 \frac{\omega_0}{c}$
- * $k_L \lambda_{De} = 0.22$, $\nu_t \sim 4 \times 10^{-7} \omega_0$, $\nu_{cL} \sim 3.4 \times 10^{-4} \omega_0$, $\frac{\nu_s}{\omega_s} = 0.04$
- * $v_{g0} = 0.95c$, $v_{gR} = 0.88c$, $v_{gL} = 0.03c$, $v_{the} = 0.044c$, $c_s = 0.0012c$
- * $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 3 \times 10^{11} W \mu m^2 / cm^2$ (donc $I\lambda^2 > (I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \Rightarrow$ SRS est de nature absolue), $\gamma_{abs} = 0.82 \times 10^{-3} \omega_0$

A partir de la prédiction R_{KRT} (relation 4.10), la réflectivité attendue serait :

$$\begin{aligned} R_{KRT} &= 10^{-5} \left(\frac{L}{\lambda_0} \right)^3 (I_{14} \lambda^2) \left(\frac{\nu_s}{\omega_s} \right) T_e N_{e,ref} \\ &= 10^{-5} \left(\frac{500}{2\pi} \right)^3 (1)(0.04)(1)(0.1) = 0.02 \end{aligned} \quad (4.17)$$

La figure 4.49 (D) représente la réflectivité obtenue avec le *code enveloppé*. On distingue de nouveau, tout comme pour la figure 4.49 (G) donnant la réflectivité avec le *code*

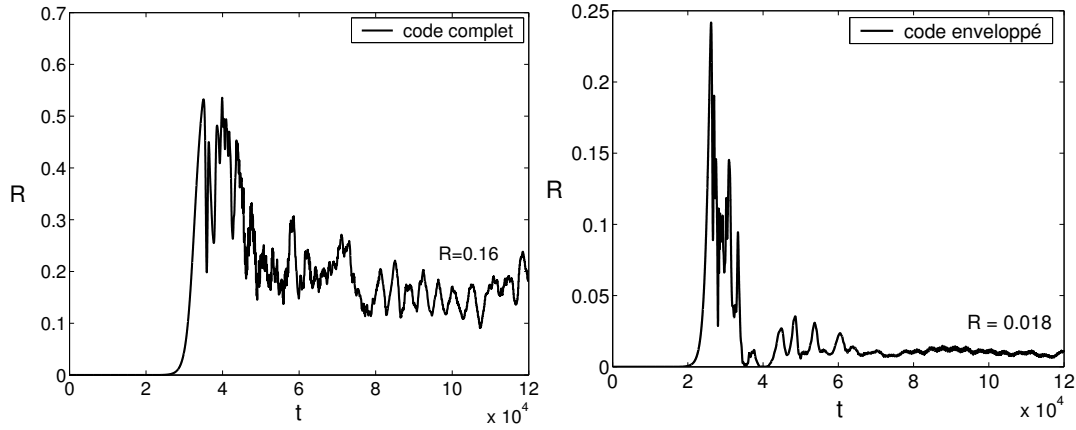


FIG. 4.49.: réflectivité du code complet (G) et réflectivité du code enveloppé (D) en fonction du temps pour $T = [0 : 120000] \omega_0^{-1}$

complet (cf. l'analyse de la section 4.3), quatre phases :

- * (I) : phase de croissance linéaire de SRS jusqu'à $t \sim 25000 \omega_0^{-1}$
- * (II) : première phase de saturation non-linéaire de $t = 25000 \omega_0^{-1}$ à $t = 26000 \omega_0^{-1}$ avec un *pic* de réflectivité caractéristique
- * (III) : deuxième phase de saturation non-linéaire de $t = 26000 \omega_0^{-1}$ à $t = 37500 \omega_0^{-1}$ avec un "plateau" puis une chute de réflectivité
- * (IV) : phase de saturation finale avec un deuxième "plateau" de $t = 37500 \omega_0^{-1}$ à $t = 120000 \omega_0^{-1}$ et une réflectivité asymptotique définie, non oscillante.

A $t = 23000 \omega_0^{-1}$, on se situe dans la phase (I) de croissance de SRS. A cet instant, la figure 4.50 (G) montre que seule l'onde de Langmuir $L+$ (allant vers l'avant) croît en début de plasma sur son mode absolu alors que l'onde de Langmuir $L-$ (allant vers l'arrière) (figure 4.50 (C)) ainsi que l'onde sonore (figure 4.50 (D)) sont encore dans le bruit thermique. On peut tout de même déjà remarquer que l'onde de Langmuir $L-$ commence à se développer, parallèlement à la croissance de l'onde de Langmuir $L+$, sur le domaine $L = [50 : 200] \frac{c}{\omega_0}$ où les niveaux d'amplitude sont les plus élevés.

A $t = 28000 \omega_0^{-1}$, on se situe bien dans la phase de développement du LDI puisque par instabilités de décomposition électrostatique, l'onde de Langmuir $L+$, qui s'était développée durant la phase (I), s'est déstructurée par couplages résonnants avec une onde de Langmuir arrière (figure 4.51, couleur : bleue) et une onde sonore (figure 4.52). On notera que le front de l'enveloppe de l'onde de Langmuir $L+$ s'est déplacé exactement à la vitesse de groupe $v_{gL} = \frac{3k_L v_{the}^2}{\omega_{pe}}$ correspondant au mode de Langmuir k_L entre les instants $t = 23000 \omega_0^{-1}$ et $t = 28000 \omega_0^{-1}$ (vérification : $\Delta t = 5000 \omega_0^{-1} \Rightarrow \Delta L = \Delta t \times v_{gL} = 150 \frac{c}{\omega_0}$,

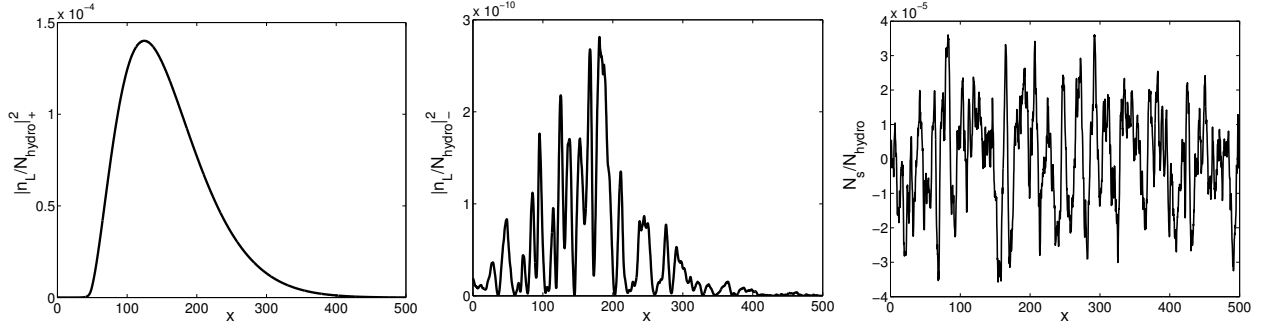


FIG. 4.50.: *Modèle d'enveloppe, SRS couplée aux ondes sonores* : onde de Langmuir avant (G), onde de Langmuir arrière (C) et onde sonore (D) en fonction de l'espace à $t = 23000\omega_0^{-1}$

ce qui correspond bien à la distance parcourue entre ces instants, figure 4.51, couleur : rouge). On distingue aussi très bien la correspondance entre les figures 4.51 et 4.52 concernant la zone de couplage LDI : entre $x = 50\frac{c}{\omega_0}$ et $x = 275\frac{c}{\omega_0}$.

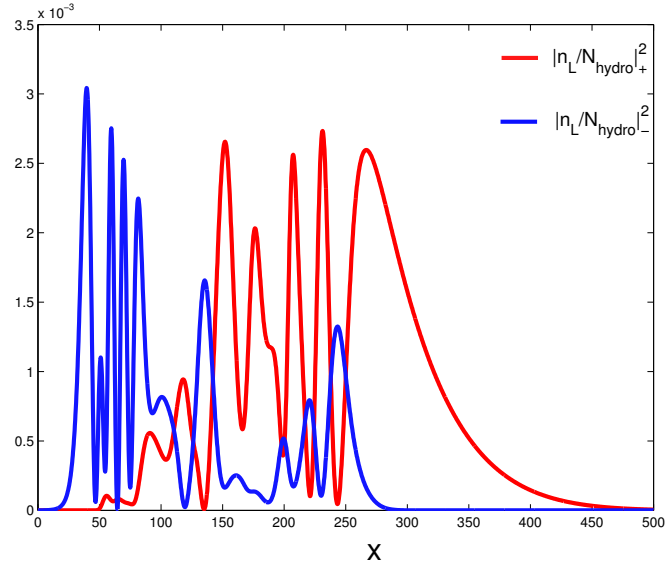


FIG. 4.51.: *Modèle d'enveloppe, SRS couplée aux ondes sonores* : ondes de Langmuir avant et arrière superposées en fonction de l'espace à $t = 28000\omega_0^{-1}$

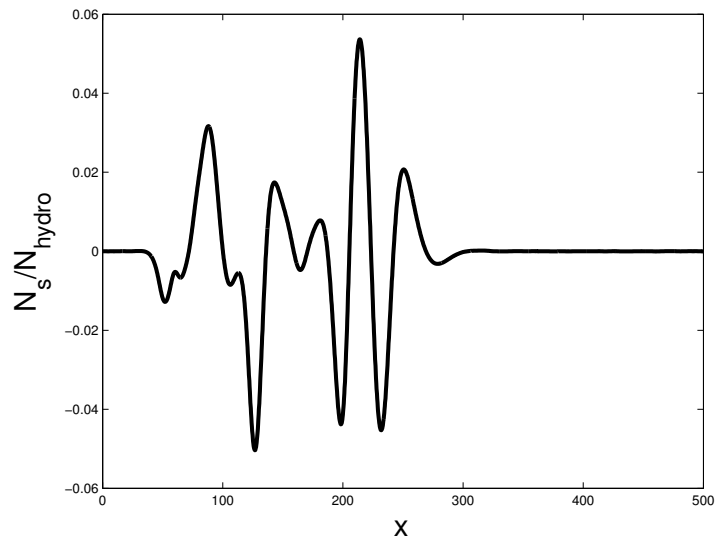


FIG. 4.52.: *Modèle d'enveloppe, SRS couplée aux ondes sonores : partie réelle de l'onde sonore en fonction de l'espace à $t = 28000\omega_0^{-1}$*

A $t = 80000\omega_0^{-1}$, la réflectivité atteint un niveau stable ce qui est une signature de la saturation par les ondes acoustiques ioniques, sans effet de turbulence, de l'onde de Langmuir mère initialement créée par SRS. L'allure générale des ondes n'évoluent plus à partir de cet instant. On montre l'amplitude des termes pondéromoteurs de l'*onde de Langmuir avant* (figure 4.53 (G)) et *arrière* (figure 4.53 (D)) ainsi que les fluctuations de la partie réelle de la densité ionique (figure 4.55) au temps $t = 120000\omega_0^{-1}$. A cet instant, on constate que les ondes de Langmuir oscillent par des passages réguliers par zéro. Tentons d'expliquer ceci.

Pour cela, utilisons la représentation spectrale de ces ondes via la figure 4.54 (G) qui donne le spectre de l'*onde de Langmuir avant* et la figure 4.54 (D) qui donne le spectre de l'*onde de Langmuir arrière*. Toutes deux montrent trois décompositions électrostatiques où, pour un champ de Langmuir donné, chaque nombre d'onde $k_{L\alpha}$ est séparé de $2k^*$. On peut alors par exemple décomposer la partie enveloppée E_{L+} du champ complet E_L de Langmuir sous la forme :

$$E_{L+} = \beta^{k_L} + \beta^{k_{L_2}} \exp i2k^*x + \beta^{k_{L_4}} \exp i4k^*x \quad (4.18)$$

avec $\beta^{k_{L\eta}}$ des coefficients réels associés au poids énergétique relatif de chacun des modes de Langmuir avant. Ensuite, on renormalise E_{L+} sous la forme $\tilde{E}_{L+} = \frac{E_{L+}}{\beta^{k_L}}$ et avec $\frac{\beta^{k_{L_4}}}{\beta^{k_L}} \ll 1$, on arrive à l'approximation du premier ordre :

$$\tilde{E}_{L+} = 1 + \frac{\beta^{k_{L_2}}}{\beta^{k_L}} \exp -i2k^*x + \frac{\beta^{k_{L_4}}}{\beta^{k_L}} \exp -i4k^*x \sim 1 + \frac{\beta^{k_{L_2}}}{\beta^{k_L}} \exp -i2k^*x \quad (4.19)$$

Puis, on écrit le module au carré sous la forme :

$$|\tilde{E}_{L+}|^2 = \left[\left| \frac{\beta^{k_{L_2}}}{\beta^{k_L}} \right|^2 + \frac{\beta^{k_{L_2}}}{\beta^{k_L}} + 1 \right] + 2 \frac{\beta^{k_{L_2}}}{\beta^{k_L}} \cos^2(k^*x) \quad (4.20)$$

En conclusion, le terme pondéromoteur $|\frac{n_L}{N_{hydro}}|_+^2$ varie comme $\cos^2 k^*x$ dont la période spatiale est $\frac{\pi}{k^*} = 28.55 \frac{c}{\omega_0} \sim 30 \frac{c}{\omega_0}$. C'est effectivement ce que l'on peut constater sur la figure 4.53 (G).

En faisant le même raisonnement pour l'*onde de Langmuir arrière* (et en associant des poids énergétiques relatifs $\beta^{k_{L\sigma}}$ à chaque mode de *Langmuir arrière*), on peut également comprendre la régularité des fluctuations acoustiques ioniques dans la partie LDI active, c'est à dire $L = [50 : 300] \frac{c}{\omega_0}$ (figure 4.55 (D)).

$$k_L \lambda_{De} = 0.22 \text{ et } L = 500 \frac{c}{\omega_0}$$

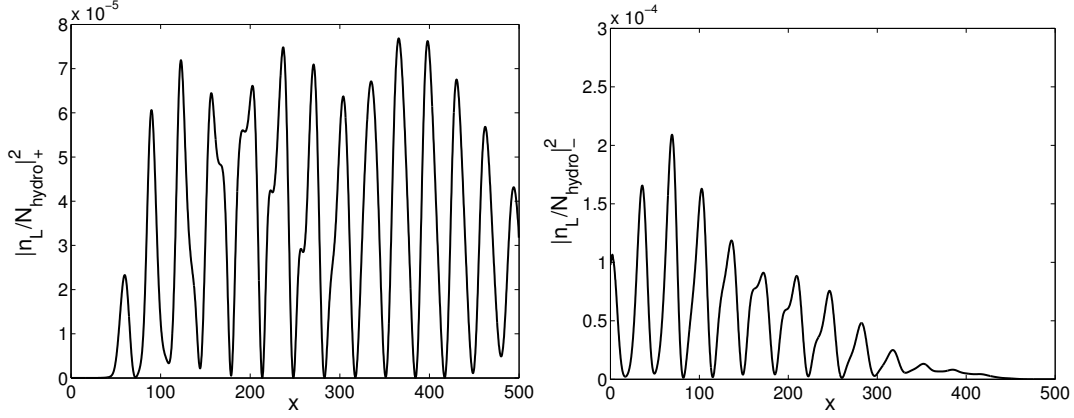


FIG. 4.53.: *Modèle d'enveloppe, SRS couplée aux ondes sonores* : onde de Langmuir avant (G) et onde de Langmuir arrière (D) en fonction de l'espace à $t = 120000\omega_0^{-1}$

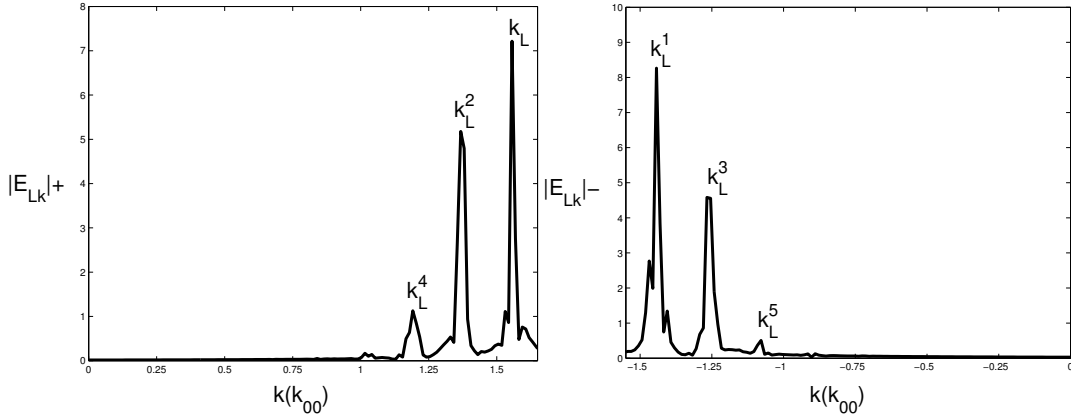


FIG. 4.54.: *Modèle d'enveloppe, cascade LDI* : spectre de l'onde de Langmuir L+ (G) et de l'onde de Langmuir L- (D) en fonction de l'espace à $t = 120000\omega_0^{-1}$

Le terme de couplage pour l'équation des ondes sonores est $E_{L+}E_{L-}^*$, qui peut s'approximer sous la forme :

$$E_{L+}E_{L-}^* \sim \left(1 + \frac{\beta^{k_{L2}}}{\beta^{k_L}} \exp -i2k^*x\right) \left(1 + \frac{\beta^{k_{L3}}}{\beta^{k_{L1}}} \exp -i2k^*x\right)$$

La figure 4.54 montre que $\frac{\beta^{k_{L2}}}{\beta^{k_L}} \simeq \frac{\beta^{k_{L3}}}{\beta^{k_{L1}}}$, ce qui permet d'écrire :

$$\begin{aligned} E_{L+}E_{L-}^* &\sim \left(1 + \frac{\beta^{k_{L2}}}{\beta^{k_L}} \exp -i2k^*x\right) \left(1 + \frac{\beta^{k_{L2}}}{\beta^{k_L}} \exp -i2k^*x\right) \\ &\sim 1 + 2\frac{\beta^{k_{L2}}}{\beta^{k_L}} \exp -i2k^*x + \left|\frac{\beta^{k_{L2}}}{\beta^{k_L}}\right|^2 \exp -i4k^*x \end{aligned} \quad (4.21)$$

Il s'ensuit que les fluctuations sonores sont formées d'oscillations spatiales de longueur d'onde $\frac{2\pi}{2k^*}$ et $\frac{2\pi}{4k^*}$ qui s'additionnent, ce qu'on vérifie très bien sur la figure 4.55 (D). La figure 4.56 (G) montre que quatre modes acoustiques séparés chacun de $2k^*$ ont réagi au LDI ; il y a donc eu une suite de quatre cascades effectives de décomposition électrostatique.

Enfin, la saturation de l'instabilité Raman via l'instabilité LDI a été efficace puisqu'à $t = 120000\omega_0^{-1}$, la déplétion de l'onde de pompe est pratiquement nulle et la réflectivité est au niveau $R \sim 1.8\%$ (figure 4.49 (D)). Ce niveau correspond à la réflectivité prédictive, $R_{KRT} = 2\%$ (cf. calcul 4.17).

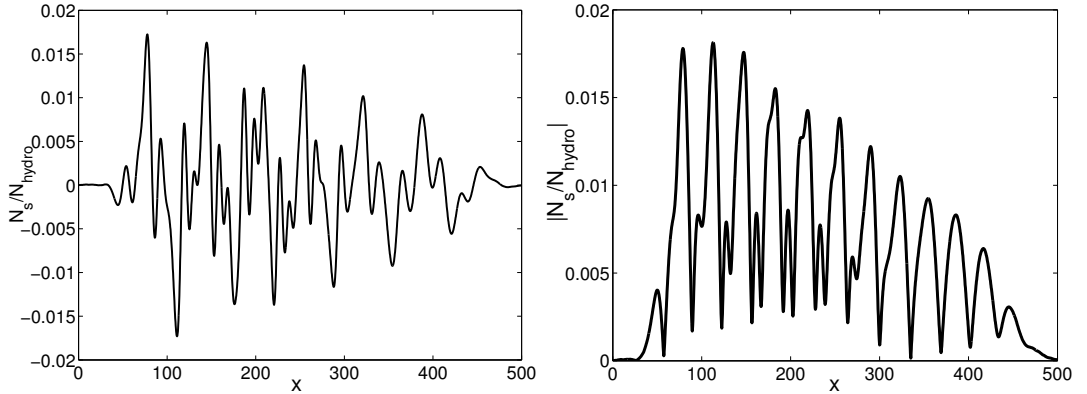


FIG. 4.55.: *Modèle d'enveloppe, SRS couplée aux ondes sonores* : partie réelle de l'onde sonore(G) et module de l'onde sonore (D) en fonction de l'espace à $t = 120000\omega_0^{-1}$

$$k_L \lambda_{De} = 0.22 \text{ et } L = 500 \frac{c}{\omega_0}$$

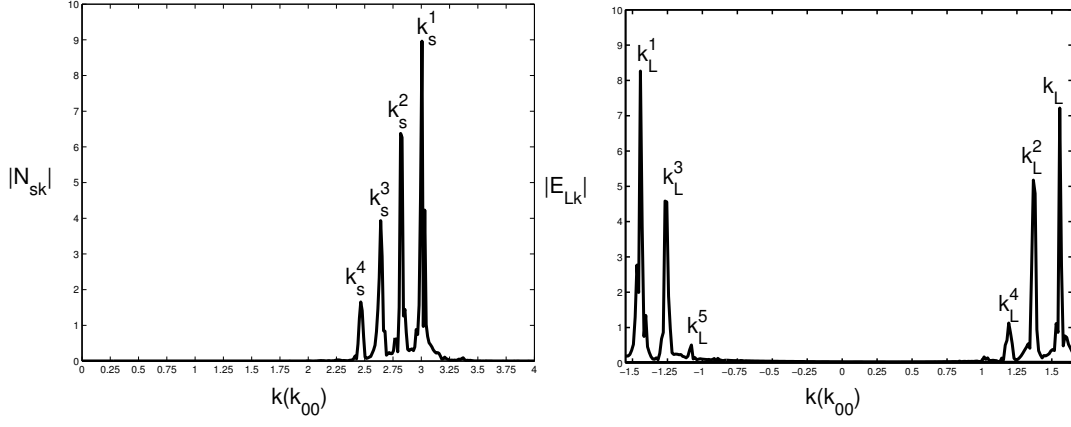


FIG. 4.56.: *Modèle d'enveloppe, cascade LDI* : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 120000\omega_0^{-1}$

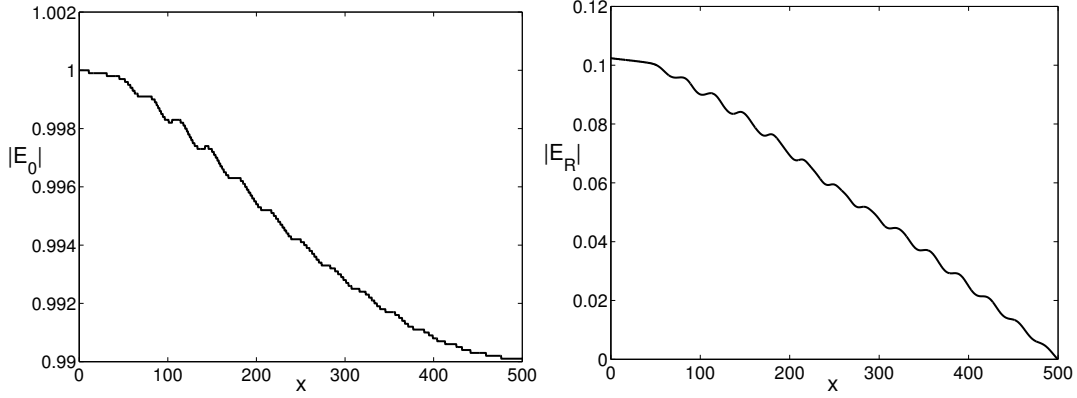


FIG. 4.57.: *Modèle d'enveloppe, SRS couplée aux ondes sonores* : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 120000\omega_0^{-1}$

Le modèle utilisé dans cette section, dit "enveloppé", simule exactement la saturation de l'instabilité Raman par l'instabilité LDI non combinée à une formation de cavitons. Le fait que la réflectivité obtenue numériquement coïncide avec la réflectivité prédite 4.17 montre bien que cette loi d'échelle 4.17 s'applique dans les cas où seule l'instabilité LDI est le processus non-linéaire de saturation.

Par ailleurs, la comparaison avec la figure 4.49 (G) qui donne la valeur de la réflectivité du code dit "complet", $R \sim 16\%$ (donc bien supérieure à la réflectivité R_{KRT}), montre qu'omettre les termes pondéromoteurs des ondes de Langmuir $|E_{L+}|^2 + |E_{L-}|^2$ dans l'équation des ondes sonores est une erreur dans le cas où la formation de cavitons due à la turbulence forte des ondes plasmas est possible.

Remarque : Les fluctuations sonores oscillent à la fois sur des échelles lentes ($\frac{2\pi}{2k^}$) et rapides ($\frac{2\pi}{4k^*}$) dans le domaine où le LDI est actif, $L = [50 : 300]\frac{c}{\omega_0}$. Ces oscillations rapides pourraient-elles être à l'origine de la formation de cavitons quand les ondes sonores subissent l'effet pondéromoteur des ondes de Langmuir ?*

Etant donné les résultats de cette section, nous pouvons établir les conclusions suivantes.

La relation prédictive 4.10 donnant la réflectivité R_{KRT} de l'instabilité de rétrodiffusion Raman (SRS) couplée au Langmuir Decay Instability (LDI) semble s'appliquer pour des régimes où seule le LDI agit, c'est à dire sans aucun recouvrement d'ondes pouvant conduire à la formation de cavitons, dans le processus de saturation nonlinéaire de l'onde de Langmuir générée par SRS.

La tendance des ondes plasmas à évoluer vers un état turbulent et incohérent (au sens de la structure de l'onde) s'obtiendrait d'autant plus rapidement que le produit $I^2 L^3$ (cf. section suivante 4.7) est grand. Pour $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et un éclairement laser fixé à 10^{14}W/cm^2 , si la longueur de plasma dépasse approximativement $L \sim 500 \frac{c}{\omega_0}$, alors la prédiction 4.10 s'est avérée incorrecte ; cette invalidité a été montrée pour les longueurs $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$, $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$ et $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$.

Pour $k_L \lambda_{De} \sim 0.1$, les structures cavitées tendent à se former plus rapidement et sur un espace de plasma plus large (résultats de l'annexe B comparatifs avec ceux de la section 4.4.2).

La figure 4.48 montre que la réflectivité asymptotique Raman après saturation nonlinéaire par la dynamique ionique dépend bien des paramètres physiques rentrant dans la loi 4.10 mais qu'une fonctionnelle représentant l'évolution des ondes plasmas en ce que nous avons appelé la "cavitation" est manquante à cette relation 4.10 et reste à déterminer.

4.7. Estimations analytiques de l'importance de la cavitation

4.7.1. Normalisations

Dans la dérivation des estimations qui vont suivre, étant donné les paramètres utilisés pour les simulations présentées dans les sections précédentes, nous avons considéré les normalisations suivantes :

- $n/n_c = 0.1$, menant à $k_L = 1.55\omega_0/c$, $k_0 = 0.949\omega_0/c$, $k_R = 0.606\omega_0/c$ et $\omega_R = 0.684\omega_0$

k_0 , k_R et k_L désignent les vecteurs d'onde de l'onde incidente, rétrodiffusée et de Langmuir respectivement et ω_R la pulsation de l'onde rétrodiffusée.

Dans la suite, les vecteurs d'onde des ondes de Langmuir et électromagnétiques seront normalisés à ces valeurs, en introduisant les notations :

$\bar{k}_0 \equiv k_0 c / (0.949\omega_0)$, $\bar{k}_R \equiv k_R c / (0.606\omega_0)$, $\bar{k}_L \equiv k_L c / (1.55\omega_0)$ et $\bar{n} \equiv (n/n_c)/0.1$, de sorte que dans les formules qui vont suivre, on devra simplement prendre $\bar{k}_0 = 1$, $\bar{k}_L = 1$, $\bar{k}_R = 1$ et $\bar{n} = 1$ lorsque la densité électronique vaut effectivement $n/n_c = 0.1$.

- d'une façon générale, nous utiliserons la notation $\bar{\varphi} \equiv \varphi/\varphi(n/n_c = 0.1)$ pour désigner la quantité φ normalisée à sa valeur correspondante à la densité électronique $n/n_c = 0.1$. On a ainsi :

$$\bar{\omega}_R \equiv \omega_R / (0.684\omega_0)$$

- T_e représente toujours la température électronique exprimée en KeV.

Dans les cas présentés précédemment, $T_e = 1KeV$, ce qui conduit à $k_L \lambda_{De} = 0.22$ pour $n/n_c = 0.1$

- la température ionique n'intervient essentiellement qu'à travers la valeur du paramètre $\bar{\nu}_s \equiv \nu_s/\omega_s$ qui caractérise l'amortissement des ondes sonores.

Dans les cas présentés précédemment, $ZT_e/T_i = 10$, ce qui conduit à $\bar{\nu}_s = 0.04$.

- en ce qui concerne l'éclairement de l'onde laser, la valeur centrale que nous avons considérée est $I\lambda^2 = 10^{14}W\mu m^2/cm^2$, de sorte que nous utiliserons l'écriture :

$$\bar{I} \equiv I\lambda^2 / (10^{14}W/cm^2\mu m^2)$$

La valeur centrale $I\lambda^2 = 10^{14}W\mu m^2/cm^2$ correspondant donc simplement à $\bar{I} = 1$.

Par ailleurs, nous utiliserons la notation $[\psi]$ pour désigner la quantité ψ lorsque les temps, les longueurs et les vitesses sont normalisés à ω_0^{-1} , $c\omega_0^{-1}$ et c respectivement.

On a ainsi :

$$[v_{g0}] \equiv v_{g0}/c = [k_0] \text{ et } [v_{gR}] \equiv v_{gR}/c = [k_R]/[\omega_R]$$

$$[v_{gL}] \equiv v_{gL}/c = 2.88 \times 10^{-2} \frac{T_e \bar{k}_L}{\bar{n}_e^{1/2}}$$

v_{g0} , v_{gR} et v_{gL} désignant les vitesses de groupe de l'onde incidente, rétrodiffusée et de l'onde de Langmuir primaire.

Pour $n/n_c = 0.1$, on trouve $[v_{g0}] = 0.949$ et $[v_{gR}] = -0.886$.

En se basant sur les résultats obtenus en sections 4.3, 4.4.2 et 4.4.3, nous avons observé que la saturation non-linéaire de l'instabilité Raman commence à se produire au début de la phase que nous avons appelé II (qui suit la phase I de croissance linéaire du Raman), dans des régimes pour lesquels le taux de croissance (pour les amplitudes) est celui du taux de croissance absolue Raman $\gamma_{R,abs} = 0.814 \times 10^{-3} T_e^{1/2} \bar{I}^{1/2} \frac{\bar{k}_L^{3/2}}{\bar{k}_R^{1/2}}$.

Cette phase II débute au premier pic de réflectivité avec les temps de saturation (t_{sat}), qui sont fonction de la longueur, donnés par :

- pour $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$, $t_{sat} \simeq 30000 \omega_0^{-1}$ (figure 4.10 de la section 4.3)
- pour $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $t_{sat} \simeq 23000 \omega_0^{-1}$ (figure 4.26 de la section 4.4.2)
- pour $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$, $t_{sat} \simeq 18000 \omega_0^{-1}$ (figure 4.36 de la section 4.4.3)

4.7.2. Développement de la première instabilité de désintégration électrostatique : premier pic de réflectivité.

Appelons $\frac{\delta n}{n}$ l'amplitude instantanée de la fluctuation de densité électronique associée à l'onde de Langmuir primaire générée par l'instabilité Raman lors de sa phase de croissance linéaire (phase I), que l'on nomme L1 et qui est de type L+ (c'est à dire allant vers l'avant, dans le sens du laser, en reprenant la convention utilisée lors de la section 4.6).

Au premier pic de réflectivité (début de la phase II d'après les notations utilisées dans les parties précédentes), l'amplitude de l'onde plasma primaire se comporte, au voisinage du point d'entrée $x = 0$ du plasma, comme :

$$\frac{\delta n}{n} = \left(\frac{\delta n}{n} \right)_{L1} \cos(k_L z - \omega_L t) \quad (4.22)$$

où $\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{L1}$ représente la moitié de l'amplitude maximum de la fluctuation de densité électronique associée à l'onde L1, et ω_L est l'écart par rapport à la pulsation plasma électronique de cette onde, et correspond ainsi aux corrections dues à la température électronique.

La demie-amplitude $(\delta n/n)_{L1}$ croît en temps et en espace comme :

$$\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{L1} = \left(\frac{\delta n}{n}\right)_{asympt} \exp \gamma_{R,abs} \left(t - \tau_L - \frac{z}{2v_{gL}}\right) \quad (4.23)$$

$(\delta n/n)_{asympt}$ désignant le niveau des fluctuations $(\delta n/n)_{L1}$ au moment τ_L où cette expression asymptotique s'applique (la combinaison $t - \frac{z}{2v_{gL}}$ apparaissant dans l'expression précédente découle du fait que l'instabilité absolue correspond à la pulsation complexe $\omega_* = i\gamma_{R,abs}$ pour laquelle la relation de dispersion admet une racine double k_* par rapport à la variable k).

On trouve alors que dans la limite $v_{gL} \ll v_{gR}$ valide ici, $k_* \approx \omega_*/(2v_{gL})$. D'où la combinaison $t - \frac{z}{2v_{gL}}$.

Par ailleurs, au premier pic de réflectivité (phase II), il est facile de vérifier que l'on peut relier la réflectivité instantanée R_A à l'amplitude instantanée $(\delta n/n)_{L1}$ via la conservation de flux.

On obtient alors :

$$\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{L1} = 0.79 \times 10^{-1} R_A^{1/2} I^{1/2} \frac{1}{(n/n_c)^{1/2} T_e^{1/2}} [k_L/2]^{1/2} [k_R]^{1/2}$$

c'est-à-dire, dans les variables normalisées précisées en section 4.7.1 :

$$\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{L1} = 1.71 \times 10^{-1} R_A^{1/2} \bar{I}^{1/2} \frac{1}{(\bar{n})^{1/2} T_e^{1/2}} \bar{k}_L^{1/2} \bar{k}_R^{1/2} \quad (4.24)$$

la réflectivité R_A étant ici définie, comme cela fut expliqué en section 3.4, comme le rapport du carré des champs $R_A \equiv |E_R|^2/|E_0|^2$ caractérisant l'onde incidente et l'onde rétrodiffusée au point d'entrée du plasma (on néglige donc le rapport des vitesses de groupe des ondes électromagnétiques, qui est de toute façon de l'ordre de 1 pour les paramètres caractéristiques utilisés et rappelés au début de cette section).

En utilisant les paramètres normalisés à leurs valeurs correspondantes à la densité $n/n_c = 0.1$, la formule précédente 4.24 mène à l'expression suivante de la réflectivité instantanée en fonction du niveau $(\delta n/n)_{L1}$:

$$R_A = 34.2 \left(\frac{\delta n}{n}\right)_{L1}^2 \frac{\bar{n} T_e}{\bar{I}} \frac{1}{\bar{k}_L \bar{k}_R}$$

Donnons maintenant l'expression du taux de croissance γ_{LDI} instantané de la première désintégration LDI en fonction de la valeur instantanée du niveau $(\delta n/n)_{L1}$ de l'onde plasma excitée par l'instabilité Raman.

Son expression se dérive à partir de l'expression 3.56, ce qui donne :

$$\gamma_{LDI} = \frac{1}{2} \frac{\mu_i^{1/4} (n/n_c)^{3/4}}{v_{the}^{1/2} [k_L/2]^{1/2}} \left(\frac{\delta n}{n} \right)_{L1} \quad (4.25)$$

μ_i désignant la quantité $\mu_i \equiv Zm_e/m_i$

En utilisant à nouveau les paramètres normalisés à leurs valeurs correspondantes à la densité $n/n_c = 0.1$, on obtient :

$$\gamma_{LDI} = 0.733 \times 10^{-1} \left(\frac{\delta n}{n} \right)_{L1} \frac{\bar{\mu}_i^{1/4} \bar{n}^{3/4}}{T_e^{1/4} \bar{k}_L^{1/2}}$$

où, dans cette expression, $\bar{\mu}_i$ désigne $\bar{\mu}_i \equiv 1836 (Zm_e/m_i)$, de sorte que l'on a $\bar{\mu}_i = 1$ pour les simulations effectuées et présentées dans les sections 4.3, 4.4.2 et 4.4.3.

Nous avons fait la conjecture, et nous l'avons vérifiée numériquement à l'aide du code 'Zakharov enveloppé' (cf. partie 4.6), que l'onde fille dite L2 générée par instabilité de décomposition électrostatique (et allant dans le sens opposé au laser), ne grandit pas au cours du temps tant que l'inégalité suivante est satisfaite $\gamma_{LDI} < \gamma_{R,abs}$, l'instabilité LDI étant alors inhibée par la croissance même de l'onde mère dite L+.

L'instabilité LDI ne commence donc réellement qu'au moment, dénoté par t_{LDI} (cf. figure 4.58 où sont représentées les amplitudes des ondes L1 et L2 pour les mêmes paramètres de simulation que ceux utilisés à la section précédente ou encore à la section 4.3), **où l'égalité $\gamma_{LDI} = \gamma_{R,abs}$ est satisfaite.**

En égalant ces deux expressions, on obtient, à l'instant t_{LDI} , l'expression suivante pour le niveau des fluctuations électroniques $(\delta n/n)_{L1}$:

$$\left(\frac{\delta n}{n} \right)_{LDI} \equiv \left(\frac{\delta n}{n} \right)_{L1} (t = t_{LDI}) = 1.12 \times 10^{-2} \bar{I}^{1/2} \frac{T_e^{3/4}}{\bar{n}^{3/4}} \frac{\bar{k}_L^2}{\bar{k}_R^{1/2} \bar{\mu}_i^{1/4}},$$

ce qui correspond à l'expression suivante de la réflectivité :

$$R_A(t = t_{LDI}) = 0.427 \times 10^{-2} \frac{T_e^{5/2}}{\bar{n}^{1/2}} \frac{\bar{k}_L^3}{\bar{k}_R^2 \bar{\mu}_i^{1/2}}$$

Ensuite, passé le temps t_{LDI} , l'onde fille L2 croît au cours du temps avec une amplitude $(\delta n/n)_{L2}$ se comportant comme :

$$\left(\frac{\delta n}{n} \right)_{L2} (t) = \left(\frac{\delta n}{n} \right)_{th} \exp \int_{t_{LDI}}^t \gamma_{LDI}(t') dt'$$

Dans cette expression, le taux de croissance $\gamma_{LDI}(t')$ croît lui-même de façon exponentielle selon $\gamma_{LDI}(t') = \gamma_{R,abs} \exp \gamma_{R,abs}(t' - t_{LDI})$.

On obtient ainsi une croissance de l'onde fille L2 extrêmement rapide, de la forme :

$$\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{L2}(t) = \left(\frac{\delta n}{n}\right)_{th} \exp[G_{add} - 1]$$

G_{add} (cf. figure 4.58 (D)) désignant le facteur de gain additionnel $G_{add} = \exp[\gamma_{R,abs}\Delta t]$ avec $\Delta t \equiv t - t_{LDI}$.

Passé le temps t_{LDI} , l'onde primaire (cf. figure 4.58 (G)) continue naturellement elle

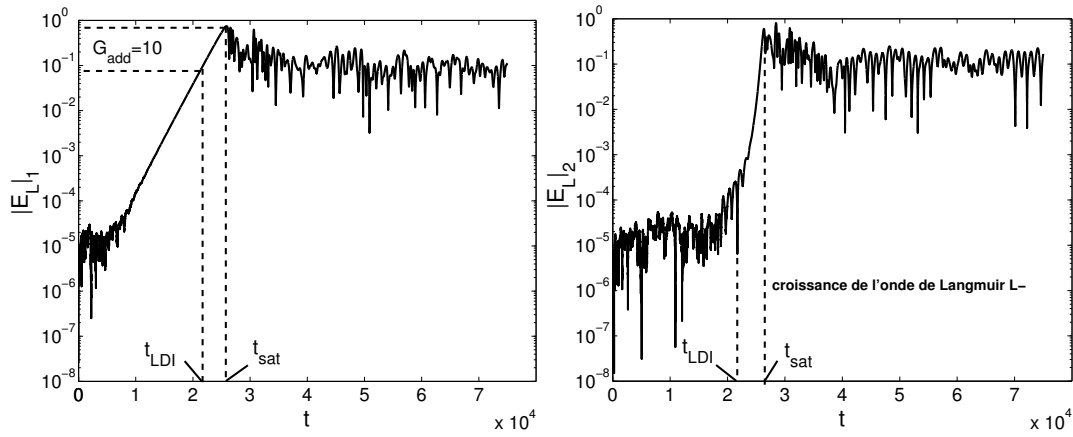


FIG. 4.58.: module de l'onde de Langmuir L+ au point $x = 125 \frac{c}{\omega_0}$ (G) et module de l'onde de Langmuir L- au point $x = 125 \frac{c}{\omega_0}$ (D) en fonction du temps, pour $T = [0 : 75000] \omega_0^{-1}$ et un plasma de longueur $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$. Echelle logarithmique en ordonnée. Résultats obtenus avec le code "enveloppé". Paramètres de simulation : $N_{e,ref} = 0.1 n_c$, $T_e = 1 KeV$, $\frac{Z T_e}{T_i} = 10$, $k_L \lambda_{De} = 0.22$, $I \lambda^2 = 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$, semblables à ceux la section précédente.

aussi de croître selon :

$$\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{L1}(t) = \left(\frac{\delta n}{n}\right)_{LDI} \exp[\gamma_{R,abs}\Delta t] = \left(\frac{\delta n}{n}\right)_{LDI} G_{add}$$

Nous avons appelé t_{sat} (cf. figure 4.58) le moment où se produit le premier pic de réflectivité, ce premier maximum résultant de la saturation non-linéaire provoquée par la croissance des ondes filles de l'instabilité LDI.

Nous avons conjecturé que la saturation non-linéaire de l'instabilité Raman prend place au moment où le niveau $(\delta n/n)_{L2}$ de l'onde fille L2 rejoint celui

de l'onde L1 générée par l'instabilité Raman.

C'est effectivement ce qui se produit. En effet, sur la figure 4.49 (D), on note que le pic de réflectivité se situe à $t_{sat} \sim 26000\omega_0^{-1}$, et c'est précisément à cet instant, voir la figure 4.58, que le niveau d'amplitude de l'onde L2 a rejoint celui de l'onde L1.

Cette conjecture mène à la relation :

$$\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{th} \exp[G_{add} - 1] \approx \left(\frac{\delta n}{n}\right)_{LDI} G_{add}$$

de sorte qu'on obtient de cette façon l'équation implicite déterminant le facteur de gain additionnel G_{add} , et de là le niveau des fluctuations des ondes L1 et L2.

On trouve ainsi, à l'instant t_{sat} correspondant au premier pic de réflectivité Raman résultant de la saturation provoquée par l'instabilité de désintégration LDI, le niveau suivant (dans les unités normalisées précisées précédemment) pour les ondes L1 et L2 :

$$\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{sat} \equiv \left(\frac{\delta n}{n}\right)_{L1}(t = t_{sat}) \approx \left(\frac{\delta n}{n}\right)_{L2}(t = t_{sat}) \approx 1.12 \times 10^{-2} G_{add} \bar{I}^{1/2} \frac{T_e^{3/4}}{\bar{n}^{3/4}} \frac{\bar{k}_L^2}{\bar{k}_R^{1/2} \bar{\mu}_i^{1/4}}$$

ce niveau correspondant à l'expression suivante du pic de réflectivité :

$$R_{pic} \equiv R_A(t = t_{sat}) = 0.427 \times 10^{-2} (G_{add})^2 \frac{T_e^{5/2}}{\bar{n}^{1/2}} \frac{\bar{k}_L^3}{\bar{k}_R^2 \bar{\mu}_i^{1/2}}$$

le facteur de gain additionnel G_{add} étant donné approximativement par :

$$G_{add} \simeq 1 + G_{th} + \ln(1 + G_{th})$$

avec $G_{th} \equiv \ln \frac{\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{LDI}}{\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{th}}$.

En prenant pour valeur caractéristique $(\delta n/n)_{LDI} \approx 10^{-2}$ et $(\delta n/n)_{th} \approx 10^{-6}$ (niveau moyen du bruit injecté sur l'onde de Langmuir), on obtient comme valeur caractéristique $G_{add} \approx 10$ (ce qui correspond exactement à la valeur obtenue pour les paramètres de simulation de la figure 4.58), ce qui permet donc d'estimer à priori l'ordre de grandeur du niveau de l'onde plasma au moment t_{sat} du début de la saturation nonlinéaire, ce qui donne : $(\delta n/n)_{sat} \approx 10^{-1}$.

De façon précise on obtient :

$$\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{sat} \approx 1.12 \times 10^{-1} \frac{G_{add}}{10} \bar{I}^{1/2} \frac{T_e^{3/4}}{\bar{n}^{3/4}} \frac{\bar{k}_L^2}{\bar{k}_R^{1/2} \bar{\mu}_i^{1/4}}$$

ce qui correspond, au pic de réflectivité, à l'expression suivante de la réflectivité :

$$R_{pic} \equiv R_A(t = t_{sat}) = 0.427 \times \left(\frac{G_{add}}{10}\right)^2 \frac{T_e^{5/2}}{\bar{n}^{1/2}} \frac{\bar{k}_L^3}{\bar{k}_R^2 \bar{\mu}_i^{1/2}}$$

qui est donc typiquement une valeur élevée.

Les simulations numériques effectuées avec le code "Zakharov complet" (sections 4.3, 4.4.2 et 4.4.3) montrent que, passé cet instant t_{sat} du premier pic de réflectivité, la réflectivité décroît en fonction du temps (cf. figures 4.10, 4.26 et 4.36) avec l'établissement de la saturation nonlinéaire, par cascades LDI et "cavitation", dans l'ensemble du plasma.

4.7.3. Estimation de l'existence de la cavitation [20, 22, 23, 24, 60]

A partir des expressions précédentes, il est aussi possible de déterminer a posteriori :

(i) si la cascade LDI a bien lieu dans le régime de désintégration "standard" ou "modifié".

On trouve que la cascade LDI commence bien dans le régime de désintégration "standard", tant que $k_L \lambda_{De}$ est plus grand que 0.1, pour le domaine de paramètres considéré dans nos simulations.

(ii) l'importance de la cavitation.

Nous avons pris comme critère approximatif la condition :

$$\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{L1} > \sqrt{3}(k_L \lambda_{De})^2 = 0.114 \frac{T_e \bar{k}_L^2}{\bar{n}},$$

pour que les toutes premières cascades LDI donnent lieu à de la cavitation.

Pour ce qui concerne tout d'abord la phase temporelle correspondant au premier pic de réflectivité, on obtient aisément (en prenant $G_{add} \approx 10$ et en remplaçant $(\delta n/n)_{L1}$ par $(\delta n/n)_{sat}$) que la cavitation devrait jouer un rôle dans la saturation de l'instabilité Raman presque immédiatement après le premier pic de réflectivité lorsque la condition suivante est satisfaite :

$$\bar{I} > \left(\frac{T_e}{\bar{n}}\right)^{1/2} \bar{k}_R \left(\frac{10}{G_{add}}\right)^2 \bar{\mu}_i^{1/2}$$

avec, comme précédemment, $\bar{I} \equiv I \lambda^2 / 10^{14} \text{W} \mu\text{m}^2 / \text{cm}^2$, T_e en KeV, $\bar{n} \equiv (n/n_c)/0.1$ et $\bar{k}_R \equiv k_R c / (0.606 \omega_0)$.

Pour ce qui concerne maintenant la phase asymptotique, on peut déterminer a posteriori le domaine de validité de la prédiction 4.10 de la réflectivité établie par T. Kolber, W. Rozmus et V.T. Tikhonchuk [24].

En utilisant la relation 4.24 de conservation de flux dérivée précédemment, que l'on rappelle ci-dessous :

$$\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{L1} = 1.71 \times 10^{-1} R_A^{1/2} \bar{I}^{1/2} \frac{1}{(\bar{n})^{1/2} T_e^{1/2}} \bar{k}_L^{1/2} \bar{k}_R^{1/2}$$

et dans laquelle on insère la prédiction 4.10 (qu'on a noté R_{KRT}) de la réflectivité R_A , alors la condition :

$$\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{L1} > \sqrt{3}(k_L \lambda_{De})^2 = 0.114 \frac{T_e k_L^2}{n}$$

donne une valeur maximale au produit $\bar{I}^2 \bar{L}^3$ pour que la cavitation ne joue pas de rôle et, de là, pour que l'expression 4.10 soit applicable.

En prenant $R_{KRT} = 4 \times 10^{-8} [L]^3 \bar{I} \bar{\nu}_s T_e \bar{n}$ (4.10), avec les normalisations définies dans la partie 4.7.1, on obtient la condition suivante de *validité de l'approximation de la réflectivité 4.10 établie par T. Kolber, W. Rozmus et V.T. Tikhonchuk [24]* :

$$[L]^3 \bar{I}^2 \bar{\nu}_s < 7 \times 10^6 \frac{T_e}{\bar{n}} \quad (4.26)$$

Vérifions la justesse de cette loi 4.26 donnant une borne sur la formation de la cavitation, à partir d'applications numériques basées sur deux cas "limite" donnés dans le tableau 4.5.1 : cas r12 et cas r0.

cas r12 : $[L] = 200$ (longueur "physique" en prenant en compte les amortissements aux bords), $\bar{I} = 2.5$, $\bar{\nu}_s = 0.04$, $T_e = 0.5$ et $\bar{n} = 1$.

Après applications numériques, on trouve que $[L]^3 \bar{I}^2 \bar{\nu}_s = 2 \times 10^6$ et $7 \times 10^6 \frac{T_e}{\bar{n}} = 3.5 \times 10^6$: le critère 4.26 est donc vérifié, et on voit sur la figure 4.48 que la réflectivité obtenue pour ce cas est en accord avec la prédiction de la réflectivité R_{KRT} (4.10).

cas r0 : $[L] = 800$ (longueur "physique" en prenant en compte les amortissements aux bords), $\bar{I} = 1$, $\bar{\nu}_s = 0.04$, $T_e = 1$ et $\bar{n} = 1$.

Après applications numériques, on trouve que $[L]^3 \bar{I}^2 \bar{\nu}_s = 2 \times 10^7$ et $7 \times 10^6 \frac{T_e}{\bar{n}} = 7 \times 10^6$: le critère 4.26 n'est donc pas vérifié, et on voit sur la figure 4.48 que la réflectivité obtenue pour ce cas est en désaccord avec la prédiction de la réflectivité R_{KRT} (4.10). Cette divergence par rapport à la réflectivité R_{KRT} s'explique par la formation de cavitons, comme cela a été vu à la section 4.4.2.

Ce critère 4.26, qui semble justifié pour les paramètres d'étude choisis dans cette thèse, montre aussi que la longueur du plasma joue un rôle très important dans la formation de la cavitation puisqu'elle intervient à la puissance 3. Effectivement, les simulations présentées précédemment pour différentes longueurs L de plasma (à $L = 500 \frac{c}{\omega_0}$, $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$

et $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$) ont prouvé que la formation de structures cavitées empêchaient une saturation non-linéaire optimale de l'instabilité Raman par LDI et ceci d'autant plus que la longueur L est grande. De là, plus la tranche L de plasma est large, plus la relation prédictive établie en référence [24] est mise en défaut.

L'auteur a conscience de s'être axé sur la loi définie par T. Kolber *et al.*, en sachant que les équipes du Los Alamos National Laboratory (B. Bezzerides, D. F. DuBois, H. A. Rose [22]) ont également dérivé une loi de la réflectivité du même type que 4.10 dans des régimes où la cavitation est présente, que nous donnons ci-dessous :

$$\left(\frac{\langle R \rangle}{\nu_s} \right)^{\eta-1} \propto \nu_L^{\eta-3} I^2 L^{2\eta} \quad (4.27)$$

$\langle R \rangle$ étant la moyenne de la réflectivité sur le temps de simulation, ν_s l'amortissement des ondes sonores, ν_L l'amortissement des ondes de Langmuir, I l'intensité laser et L la longueur de plasma.

La loi de T. Kolber *et al.* correspond à la limite $\eta = 3$.

B. Bezzerides *et al.* ont réalisé des simulations dans des régimes $k_L \lambda_{De} = 0.12$ et $k_L \lambda_{De} = 0.22$, pour des longueurs n'excédant pas $280 \frac{c}{\omega_0}$. Ils ont noté la présence de cavitation (qu'ils ont appelé "collapse", par abus de langage) dans le régime $k_L \lambda_{De} = 0.12$, ce qui n'est pas étonnant puisque c'est précisément autour de cette valeur du paramètre $k_L \lambda_{De}$ que l'on s'attend communément à des ondes plasmas cavitées. Nous l'avons également observé (cf. simulations de l'annexe B.2) et fait remarquer dans les parties précédentes.

Notre étude montre que la cavitation peut également exister à $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et précisément car la longueur du plasma joue un rôle très important (elle intervient par son cube) dans la formation de structures cavitées ; nous avons considéré des longueurs jusqu'à $2000 \frac{c}{\omega_0}$. De plus, cette dépendance sur l'amortissement des ondes de Langmuir de la loi d'échelle 4.27 semble contraire à nos hypothèses, pour les cas présentés dans ce manuscrit, d'instabilité absolue pour le Raman ; ce qui fut également l'hypothèse du calcul de T. Kolber *et al.*. En ce sens, nous nous sommes donc concentrés sur la loi 4.10.

Outre les conclusions établies dans la partie précédente, notre étude a le mérite d'avoir considéré des régimes où la longueur de plasma est relativement grande, ce qui a permis de mettre en lumière l'importance de cette grandeur physique dans l'apparition de la cavitation, laquelle rend les effets *fortement* non-linéaires dominants dans le processus de saturation du Raman. Une loi prédictive générale, valide pour des domaines de plasmas réalistes au sens des expériences futures du LMJ par exemple, devra prendre en considération les résultats établis dans ce chapitre.

5. Etude théorique et numérique de la saturation de l'instabilité de rétrodiffusion Raman (SRS) stimulée pour un plasma inhomogène, dans un espace monodimensionnel

Pour les simulations présentées, conformément à la théorie et les explications données en section 3, la fonction porte fp (cf. l'expression 3.80) a été ajoutée à notre domaine L de plasma simulé selon :

$$fp(x) = \frac{1}{2} \left\{ \tanh \left[\frac{x - 3\alpha L}{\alpha} \right] - \tanh \left[\frac{x - L(1 - 3\alpha)}{\alpha} \right] \right\} \quad (5.1)$$

avec $\alpha = 0.05$.

Dans les deux parties suivantes, nous considérerons un profil de densité tel que $0.05 \leq \frac{N_{hydro}}{n_c} \leq 0.15$, ce qui donne dans le domaine "physique", $300 \frac{c}{\omega_0} \leq x \leq 700 \frac{c}{\omega_0}$, de plasma : $0.08 \leq \frac{N_{hydro}}{n_c} \leq 0.12$ et $0.2 \leq k_L \lambda_{De} \leq 0.23$. On évite ainsi un fort amortissement Landau électronique mais aussi une variation rapide de cet amortissement qui a lieu dans la zone $k_L \lambda_{De} \in [0.27 : 0.35]$ et qui pourrait déstabiliser les instabilités absolues [30].

5.1. SRS seule et couplée aux ondes sonores pour un facteur de gain de Rosenbluth G_{Ros} élevé tel que $(3.5 \leq G_{Ros} \leq 7)$

5.1.1. SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques pour un profil de densité $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$, un éclairage laser $I\lambda^2 = 5 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et une longueur de plasma $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$

Cette partie a pour but de démontrer l'importance d'ajuster finement la fonction f_p en fonction des paramètres choisis dans les simulations.

Nous imposons volontairement un gain élevé pour que les points paraboliques associés à la fonction 5.1, de longueur de variation rapide l_{fp} , conduisent à une déstabilisation des instabilités absolues.

Nous présentons l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée et de l'onde de Langmuir pour différents temps.

Les paramètres physiques choisis pour les simulations numériques présentées sont :

- * $I\lambda^2 = 5 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $Z=1$
- * $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$, $N_{e,ref} = 0.1n_c$
- * $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $l_t = 77 \frac{c}{\omega_0}$ (calculée pour $N_{hydro} = 0.1n_c$), $T = [0 : 100000]\omega_0^{-1}$
- * $0.92 \frac{\omega_0}{c} < k_0 < 0.97 \frac{\omega_0}{c}$, $0.47 \frac{\omega_0}{c} < k_R < 0.74 \frac{\omega_0}{c}$, $1.39 \frac{\omega_0}{c} < k_L < 1.72 \frac{\omega_0}{c}$
- * $0.16 < k_L \lambda_{De} < 0.34$
- * $v_{gR} = 0.59c$, $v_{gL} = 0.016c$; calculées à $N_{e,ref} = 0.1n_c$
- * Pour $N_{hydro} = 0.08n_c$:
 - ★ $l_t = 86 \frac{c}{\omega_0}$ et $L_c = 18 \frac{c}{\omega_0}$
 - ★ $k_L \lambda_{De} = 0.23$ et $\frac{\nu_L}{\omega_0} = 1.79 \times 10^{-4}$
 - ★ $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 3.4 \times 10^{12} W \mu m^2 / cm^2$
- * Pour $N_{hydro} = 0.12n_c$:
 - ★ $l_t = 100 \frac{c}{\omega_0}$ et $L_c = 16 \frac{c}{\omega_0}$
 - ★ $k_L \lambda_{De} = 0.2$ et $\frac{\nu_L}{\omega_0} = 7.17 \times 10^{-5}$
 - ★ $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 1.8 \times 10^{12} W \mu m^2 / cm^2$

La figure 5.1 (D) donnant la réflectivité R en fonction du temps montre trois phases :

- * (I) : SRS est dominée par les effets d'inhomogénéité et croît par amplification spatiale suivant G_{Ros} (figure 5.1 (C)) le long du profil de densité (figure 5.1 (G)) jusqu'à $t = 40000\omega_0^{-1}$ où $R \sim 40\%$

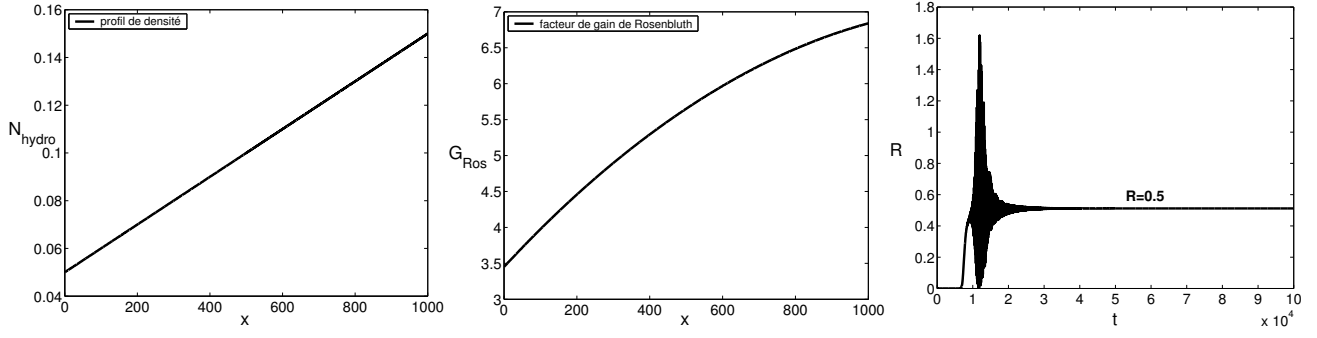


FIG. 5.1.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: profil de densité en fonction de l'espace (G), gain de Rosenbluth en fonction de l'espace (C) et réflectivité en fonction du temps (D)*

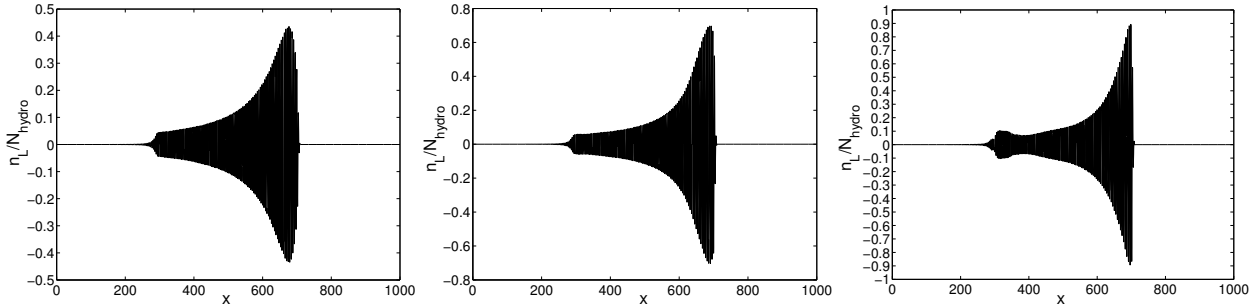


FIG. 5.2.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: onde de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 7500\omega_0^{-1}$ (G), $t = 8500\omega_0^{-1}$ (C) et $t = 10000\omega_0^{-1}$ (D)*

* (II) : régime transitoire de $t = 10000\omega_0^{-1}$ à $t = 20000\omega_0^{-1}$

* (III) : régime asymptotique établi à $R = 50\%$ où SRS est de nature absolue, se comportant comme dans un plasma homogène : *perte des effets d'inhomogénéité par déplétion de l'onde de pompe*

Phase (I) :

Les figures 5.2 représentent les fluctuations $\frac{n_L}{N_{hydro}}$ de l'onde de Langmuir sur trois instants de la phase (I). On constate que l'onde de Langmuir se développe dans le temps le long du profil de densité avec une amplification maximale là où le facteur de gain est le plus grand, c'est à dire là où la densité est la plus élevée dans le domaine de plasma "physique", soit $N_{hydro}(700) = 0.12n_c$. Le maximum d'amplitude de l'onde de Langmuir est $\frac{n_L}{N_{hydro}} = 0.4$ à $t = 7500\omega_0^{-1}$ (figure 5.2 (G)), puis $\frac{n_L}{N_{hydro}} = 0.7$ à $t = 8500\omega_0^{-1}$ (figure 5.2 (C)) et en fin de phase (I), à $t = 10000\omega_0^{-1}$, $\frac{n_L}{N_{hydro}} = 0.9$ (figure 5.2 (D)).

Parallèlement, l'onde rétrodiffusée (figure 5.3 (D)) est asservie par le maximum du facteur de gain de Rosenbluth, $G_{Ros} = 7$, et croît ainsi à partir de $x = 700 \frac{c}{\omega_0}$ de façon très raide.

A $t = 8500\omega_0^{-1}$, on constate que l'onde de pompe s'est fortement déplétée (près de 50%, figure 5.3 (G)) localement en sortie de plasma. Le fait qu'en $x = 700 \frac{c}{\omega_0}$, la longueur de variation rapide l_{fp} ($l_{fp} \sim 70 \frac{c}{\omega_0}$) de la partie parabolique de la fonction fp soit inférieure à la longueur d'amplification l_t ($l_t = 100 \frac{c}{\omega_0}$) indique qu'un mode absolu s'est fixé et amplifié en ce point ; ce qui explique le niveau de rétrodiffusion Raman élevé à cet instant où l'instabilité Raman n'apparaît plus dominée par les effets d'inhomogénéité.

En fin de phase (I), à $t = 10000\omega_0^{-1}$, les niveaux d'amplitude des ondes électromagnétiques sont $|E_0|(x = 700) = 0.4$ et $|E_R|(x = 0) = 0.7$.

Phase (II) :

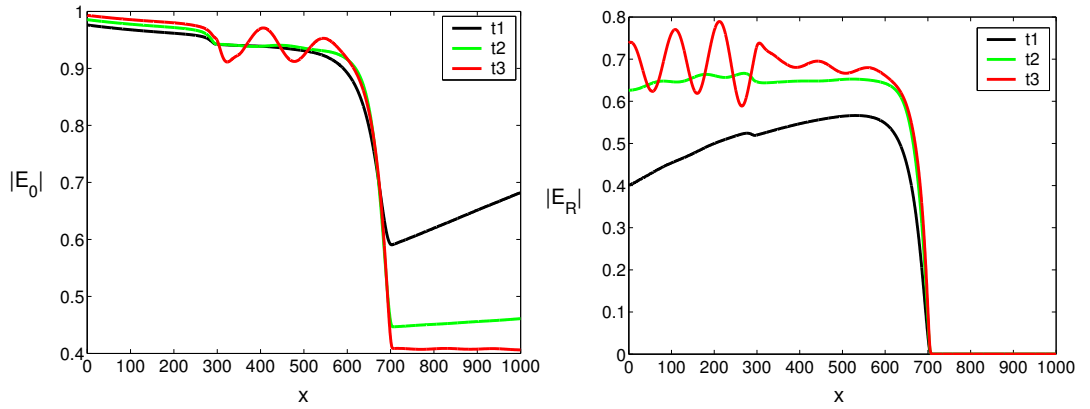


FIG. 5.3.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: ondes incidentes (G) et rétrodiffusées (D) en fonction de l'espace pour $t1 = 7500\omega_0^{-1}$, $t2 = 8500\omega_0^{-1}$ et $t3 = 10000\omega_0^{-1}$*

La croissance de ce mode absolu (bord droit du domaine de plasma "physique") se sature ensuite, durant la phase (II), par appauvrissement de l'onde de pompe et l'instabilité Raman commence alors progressivement à se développer à partir de la densité minimale $N_{hydro}(x = 300) = 0.08n_c$ (correspondant au bord gauche du domaine de plasma "physique") ; comme on le voit sur la figure 5.4 (G) au temps $t = 11000\omega_0^{-1}$ et au temps $t = 12500\omega_0^{-1}$ sur la figure 5.4 (D). On remarque aussi sur la figure 5.5 (G) que l'onde laser se déplete temporellement avec des fluctuations de grandes amplitudes à partir de $x = 300 \frac{c}{\omega_0}$, ce qui signifie que l'instabilité Raman est contrôlée par la croissance en ce point d'un nouveau mode absolu, lequel peut naître du fait que $l_{fp} \sim 70 \frac{c}{\omega_0} < l_t = 86 \frac{c}{\omega_0}$ en $x = 300 \frac{c}{\omega_0}$. L'onde rétrodiffusée passe par conséquent aussi par des minima et maxima d'amplitudes (figure 5.5 (D)), ce qui est la signature d'une phase transitoire (voir les

oscillations de la réflectivité sur un intervalle de temps $\Delta t = 10000\omega_0^{-1}$, figure 5.1 (D)) de conversion de SRS absolue sur la densité maximale autour de $x = 700\frac{c}{\omega_0}$ en fin de phase (I) à SRS absolue sur la densité minimale autour de $x = 300\frac{c}{\omega_0}$, caractérisée par un taux de croissance $\gamma_{abs} = 6 \times 10^{-3}\omega_0$.

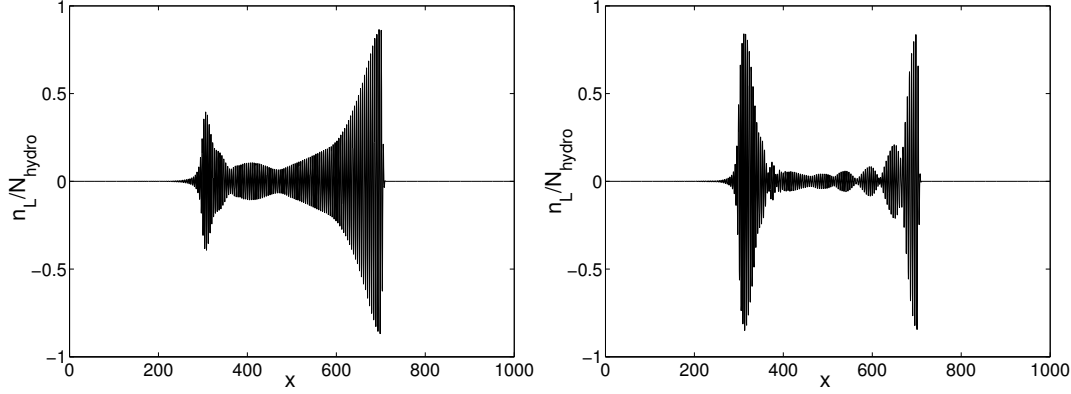


FIG. 5.4.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: onde de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 11000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 12500\omega_0^{-1}$ (D)*

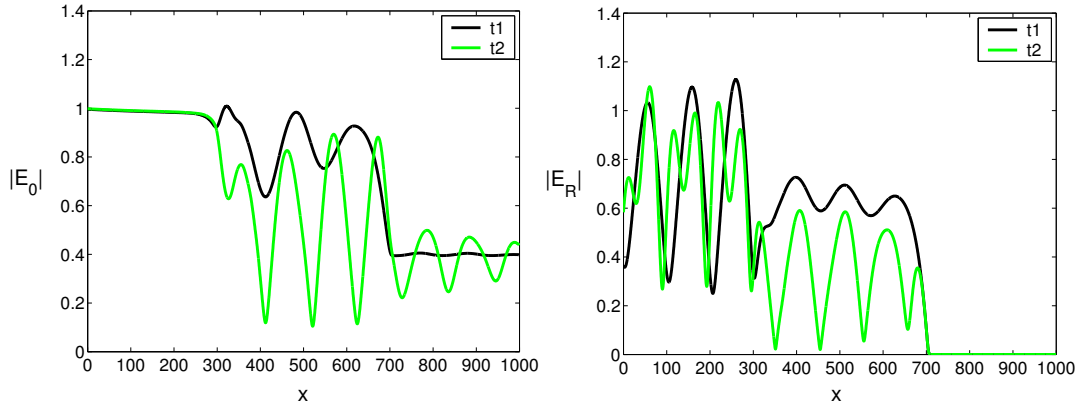


FIG. 5.5.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: ondes incidentes (G) et rétrodiffusées (D) en fonction de l'espace pour $t1 = 11000\omega_0^{-1}$ et $t2 = 12500\omega_0^{-1}$*

Phase (III) :

A partir de $t = 20000\omega_0^{-1}$, l'instabilité Raman a atteint un niveau de réflectivité asymptotique tel que $R = 50\%$.

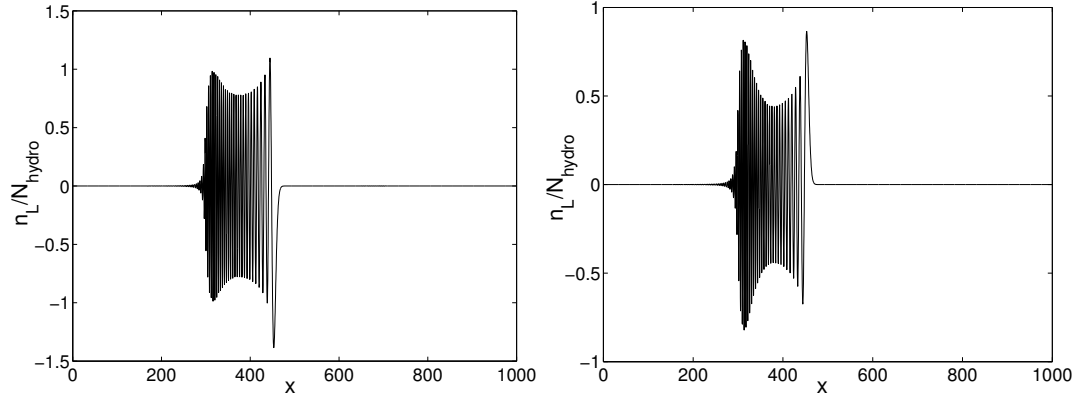


FIG. 5.6.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: onde de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 40000\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 50000\omega_0^{-1}$ (D)*

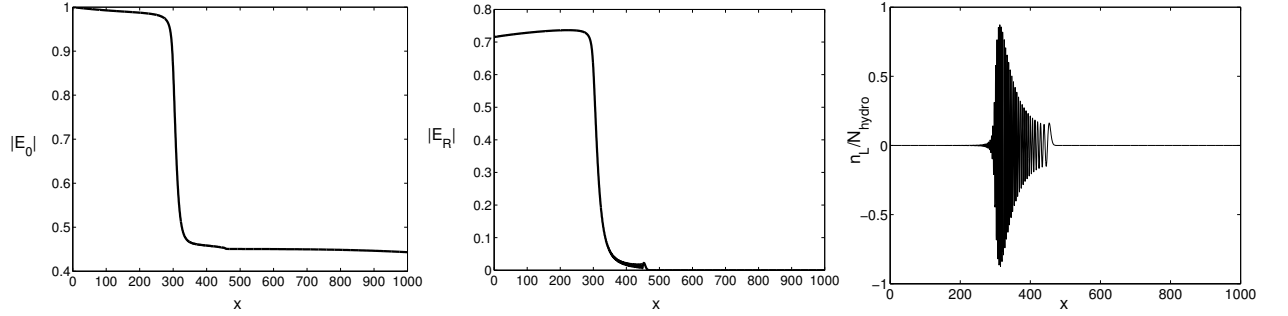


FIG. 5.7.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: onde incidente (G), onde rétrodiffusée (C) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 100000\omega_0^{-1}$*

L'onde de Langmuir est concentrée sur un domaine de longueur $\Delta x = 200 \frac{c}{\omega_0}$ (figures 5.6), ce qui supprime l'instabilité Raman dans la zone $x \geq 500 \frac{c}{\omega_0}$ dans le sens où la localisation du mode absolu en $x = 300 \frac{c}{\omega_0}$ a conduit à une déplétion importante de l'onde de pompe et l'amplification spatiale dans la seconde moitié du plasma n'est plus visible en échelle linéaire.

L'état stationnaire de l'onde incidente, rétrodiffusée et de Langmuir au temps $t = 100000\omega_0^{-1}$ est présenté sur les figures 5.7 (G), (C) et (D) respectivement.

Dans cette section, volontairement via la fonction porte fp et l'éclairement laser élevé utilisé, on a autorisé une croissance absolue sur les bords du domaine de plasma "physique" $\Delta L = [300 : 700] \frac{c}{\omega_0}$. Les résultats numériques obtenus témoignent à la fois de la non-robustesse du critère de Rosenbluth en présence de points paraboliques (ce qui est

une illustration de la théorie exposée dans la partie 2.1.3 du chapitre 2 mais aussi de la finesse numérique qu'il faut donner à la fonction fp en fonction des paramètres physiques que l'on choisit, notamment vis à vis de l'intensité et du gradient de densité qui interviennent tous deux dans la fonctionnelle donnant la longueur des "turning points" l_t .

5.1.2. Saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores pour un profil de densité $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$, un éclaircissement laser $I\lambda^2 = 5 \times 10^{15} W\mu m^2/cm^2$ et une longueur de plasma $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$: comparée au cas SRS seule, la réflectivité est réduite

Nous présentons l'évolution de l'onde incidente et rétrodiffusée, de l'onde de Langmuir et de l'onde sonore sur différents temps.

Les paramètres physiques choisis pour les simulations numériques présentées sont équivalents à ceux de la partie précédente avec $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$:

- * $I\lambda^2 = 5 \times 10^{15} W\mu m^2/cm^2$, $T_e = 1KeV$, $T_i = 0.1KeV$, $Z=1$
- * $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$, $N_{e,ref} = 0.1n_c$
- * $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $l_t = 77 \frac{c}{\omega_0}$ (calculée pour $N_{hydro} = 0.1n_c$), $T = [0 : 1000000]\omega_0^{-1}$
- * $0.92 \frac{\omega_0}{c} < k_0 < 0.97 \frac{\omega_0}{c}$, $0.47 \frac{\omega_0}{c} < k_R < 0.74 \frac{\omega_0}{c}$, $1.39 \frac{\omega_0}{c} < k_L < 1.72 \frac{\omega_0}{c}$
- * $0.16 < k_L \lambda_{De} < 0.34$
- * $\frac{\nu_s}{\omega_s} = 0.04$
- * $v_{gR} = 0.59c$, $v_{gL} = 0.016c$; calculées à $N_{e,ref} = 0.1n_c$
- * Pour $N_{hydro} = 0.08n_c$:
 - ★ $l_t = 86 \frac{c}{\omega_0}$ et $L_c = 18 \frac{c}{\omega_0}$
 - ★ $k_L \lambda_{De} = 0.23$ et $\frac{\nu_L}{\omega_0} = 1.79 \times 10^{-4}$
 - ★ $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 3.4 \times 10^{12} W\mu m^2/cm^2$
- * Pour $N_{hydro} = 0.12n_c$:
 - ★ $l_t = 100 \frac{c}{\omega_0}$ et $L_c = 16 \frac{c}{\omega_0}$
 - ★ $k_L \lambda_{De} = 0.2$ et $\frac{\nu_L}{\omega_0} = 7.17 \times 10^{-5}$
 - ★ $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 1.8 \times 10^{12} W\mu m^2/cm^2$

Le couplage de l'instabilité Raman avec les ondes sonores donne une réflectivité Raman très oscillante et piquée en temps avec des maxima supérieurs à 100% (figure 5.8, avec LDI, courbe noire), ce qui indique que par ce couplage SRS se développe en chacun des points du profil sans qu'une résonance particulière domine le Raman. Il s'ensuit un effet global d'incohérence spatiale et temporelle. Moyennée en temps, la réflectivité est $R \approx 22\%$.

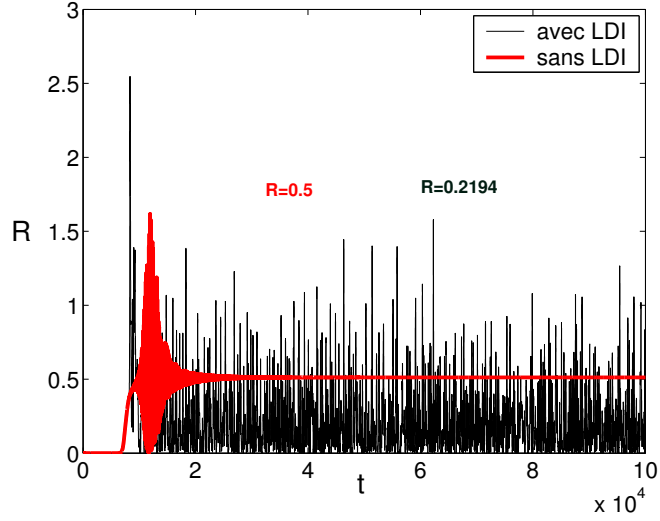


FIG. 5.8.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: réflectivités en fonction du temps avec et sans LDI*

A $t = 7500\omega_0^{-1}$, une onde sonore s'est fixée (figure 5.9 (G)) à $x = 700\frac{c}{\omega_0}$ (avec un niveau maximal d'oscillation, $\frac{n_s}{N_{hydro}} = 0.1$) et par LDI a saturé l'onde de Langmuir (figure 5.9 (D)) qui tend à s'amplifier en ce point où le gain de Rosenbluth est maximal. L'incohérence spatiale vient alors d'une recombinaison de nombres d'ondes résonnants pour l'instabilité Raman. La saturation de l'onde de Langmuir par instabilités de décompositions électrostatiques successives permet la croissance des modes Raman en chacun des points du profil inhomogène et notamment en la densité minimale associée à $x = 300\frac{c}{\omega_0}$ où on sait, d'après la partie précédente, qu'un mode absolu se développe.

Sur la figure 5.10 (G), à $t = 11000\omega_0^{-1}$, on peut remarquer le transfert du mode absolu de $x = 700\frac{c}{\omega_0}$ à $x = 300\frac{c}{\omega_0}$ (cf. la correspondance avec la figure 5.4 (G) du cas SRS sans LDI) car l'onde sonore s'amplifie avec des amplitudes maximales en ces deux points en étant pratiquement symétrique par rapport à la position centrale $x = 500\frac{c}{\omega_0}$.

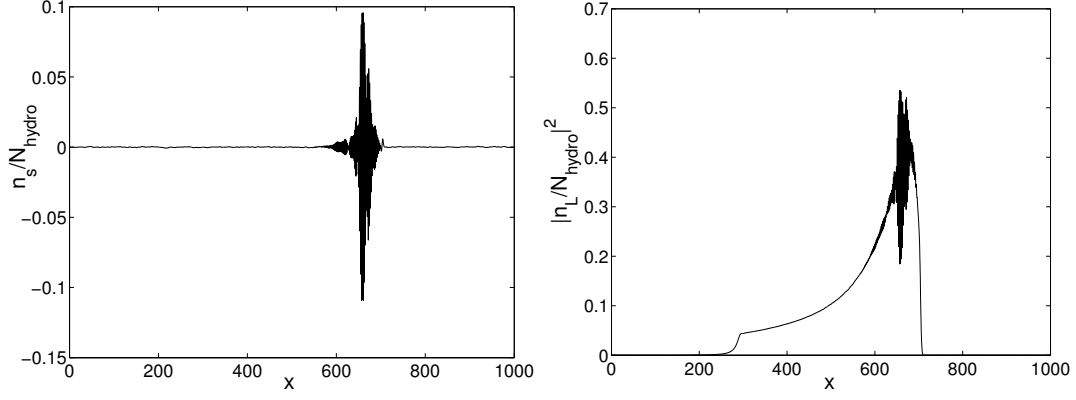


FIG. 5.9.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 7500\omega_0^{-1}$*

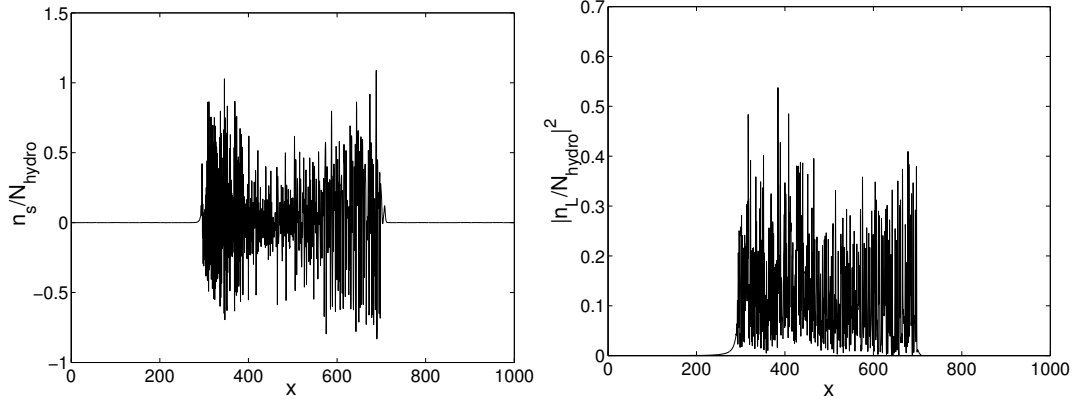


FIG. 5.10.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 11000\omega_0^{-1}$*

Ensuite, à $t = 12500\omega_0^{-1}$, l'instabilité LDI est essentiellement concentrée dans le domaine $\Delta L = [300 : 500]\frac{c}{\omega_0}$, dans le sens où les oscillations tant des ondes sonores (figure 5.11 (G)) que des ondes de Langmuir (figure 5.11 (D)) sont plus piquées que dans la partie complémentaire $\Delta L = [500 : 700]\frac{c}{\omega_0}$ de moindre génération de l'instabilité Raman.

Les figures 5.12 (G) et (D) témoignent parfaitement de ce scénario. En effet, on voit

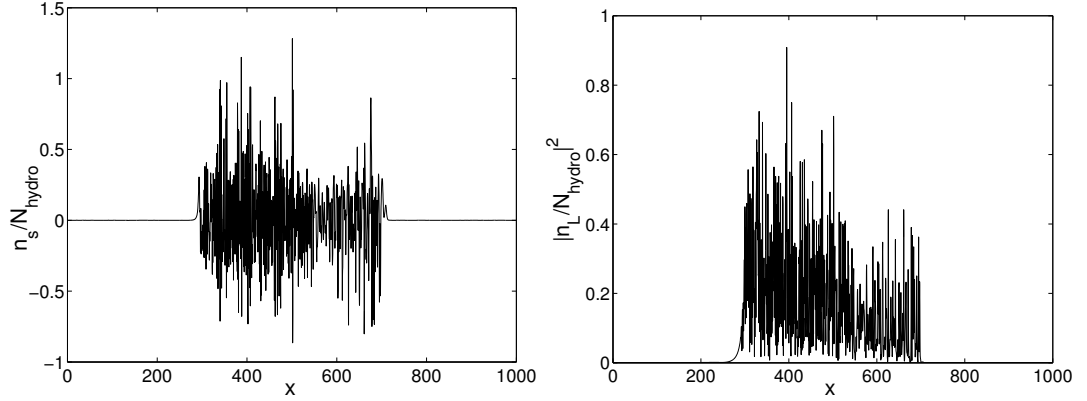


FIG. 5.11.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 12500\omega_0^{-1}$*

que la déplétion de l'onde de pompe est la plus prononcée à $x = 700\frac{c}{\omega_0}$ au temps $t = 7500\omega_0^{-1}$. Puis l'instabilité LDI permet de diminuer cette déplétion par saturation de l'onde de Langmuir, ce qui entraîne des amplifications locales en chaque point du plasma comme on le voit sur la figure 5.12 (D) au temps $t = 11000\omega_0^{-1}$.

A $t = 12500\omega_0^{-1}$, l'instabilité LDI n'a effectivement pas encore saturé la croissance du mode absolu Raman en $x = 300\frac{c}{\omega_0}$ puisque le niveau de l'onde rétrodiffusée, qui s'amplifie sur une distance $l_t \sim 86\frac{c}{\omega_0}$ en ce point, est sur un maximum d'amplitude avec, à cet instant, $|E_R|(x = 300) \sim 1$.

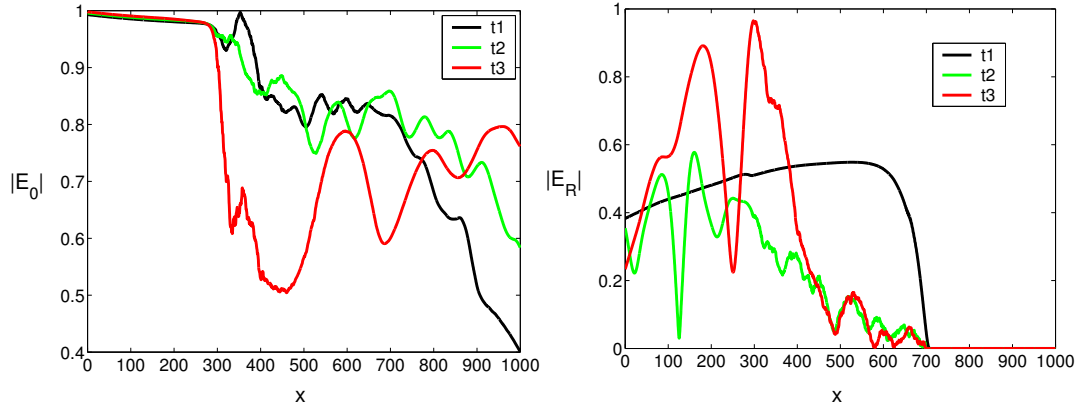


FIG. 5.12.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: ondes incidentes (G) et rétrodiffusées (D) en fonction de l'espace pour $t_1 = 7500\omega_0^{-1}$, $t_2 = 11000\omega_0^{-1}$ et $t_3 = 12500\omega_0^{-1}$*

Pour des temps plus longs, $t = 50000\omega_0^{-1}$ et $t = 100000\omega_0^{-1}$, par suite d'instabilités de décompositions électrostatiques, le LDI a saturé le développement de SRS en $x = 300\frac{c}{\omega_0}$ et la déplétion de l'onde de pompe s'est amoindrie, comme le montre la figure 5.13 (G). Les fluctuations électroniques $|\frac{n_L}{N_{hydro}}|^2$ et ioniques $\frac{n_s}{N_{hydro}}$ sont en moyenne, sur ces ins-

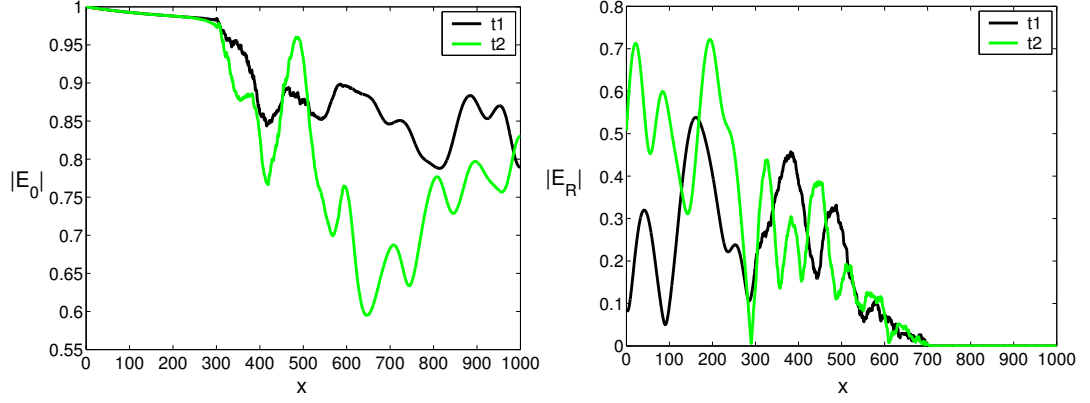


FIG. 5.13.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: ondes incidentes (G) et rétrodiffusées (D) en fonction de l'espace pour $t1 = 50000\omega_0^{-1}$ et $t2 = 100000\omega_0^{-1}$*

tants, du même ordre de grandeur : $\frac{n_s}{N_{hydro}} \sim |\frac{n_L}{N_{hydro}}|^2 \sim 0.2$ (cf. figures 5.14 et 5.15), ce qui correspond à l'ordering typique de la cavitation (cf. section 4.7.3).

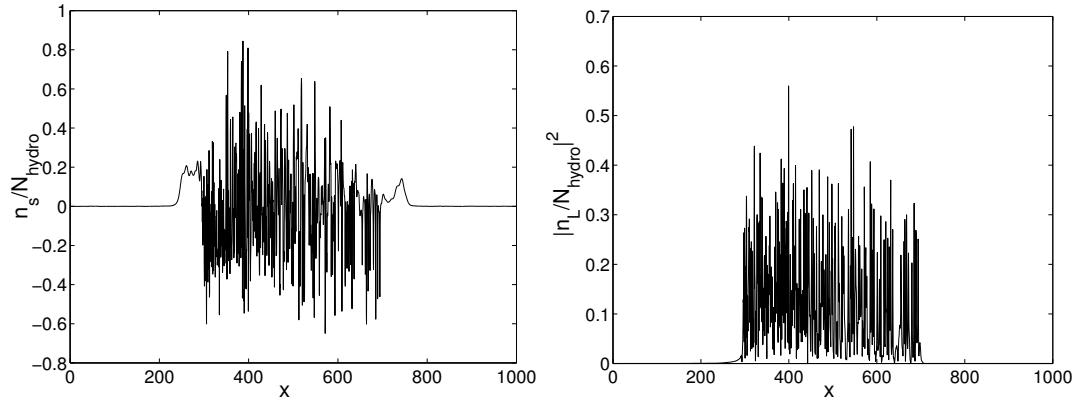


FIG. 5.14.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 50000\omega_0^{-1}$*

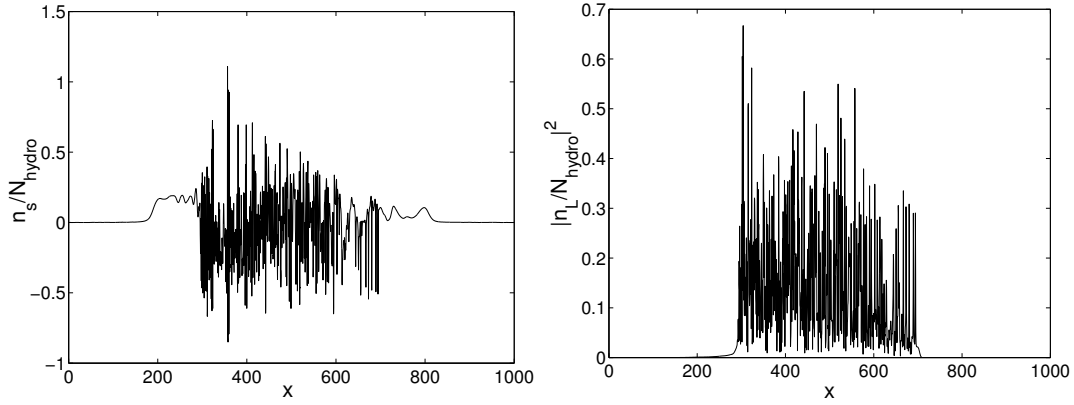


FIG. 5.15.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 7$: onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 100000\omega_0^{-1}$*

Les résultats obtenus dans cette partie peuvent en conclusion sembler assez naturels dans le sens où, étant donné l'éclairement laser utilisé, la présence de points paraboliques sur le profil de densité linéaire ont déstabilisé les modes SRS absolus. Le LDI a donc saturé SRS sans rencontrer une physique proprement inhomogène et a permis la réduction de la réflectivité de plus d'un facteur deux (cf. figure 5.8).

Dans le cas où l'instabilité Raman seule ne développe pas de modes absolus et suit une croissance par amplification spatiale selon la théorie de Rosenbluth, l'instabilité LDI arrive-t-elle à saturer l'instabilité Raman ou au contraire les fluctuations ioniques ne peuvent-elles pas déstabiliser les modes absolus par perturbations locales du profil de densité et conduire à une augmentation de la réflectivité Raman ?

C'est ce que nous allons voir dans la partie suivante.

5.2. SRS seule et couplée aux ondes sonores pour un facteur de gain de Rosenbluth G_{Ros} modéré tel que $(1 \leq G_{Ros} \leq 3.5)$: mécanisme d'"inflation par le LDI"

Le cas étudié dans cette partie est semblable à celui de la partie précédente à l'exception de l'éclairement laser qui a été diminué à $I\lambda^2 = 2 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ pour empêcher toute instabilité absolue de se déclencher. Mis à part cela, le profil de densité ainsi que tous les autres paramètres physiques sont identiques.

Notons que choisir un gain de Rosenbluth (défini en amplitude) tel que $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$ a un sens puisque les expériences du LULI (Ecole Polytechnique) en plasma inhomogène sont typiquement dans ce domaine de facteur de gain.

5.2.1. SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques pour un profil de densité $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$, un éclairement laser $I\lambda^2 = 2 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et une longueur de plasma $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$

Nous présentons l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée et de l'onde de Langmuir sur différents temps.

Les paramètres physiques choisis pour les simulations numériques présentées sont les suivants :

- * $I\lambda^2 = 2 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $Z=1$
- * $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$, $N_{e,ref} = 0.1n_c$
- * $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $l_t = 48 \frac{c}{\omega_0}$ (calculée pour $N_{hydro} = 0.1n_c$), $T = [0 : 100000]\omega_0^{-1}$
- * $0.92 \frac{\omega_0}{c} < k_0 < 0.97 \frac{\omega_0}{c}$, $0.47 \frac{\omega_0}{c} < k_R < 0.74 \frac{\omega_0}{c}$, $1.39 \frac{\omega_0}{c} < k_L < 1.72 \frac{\omega_0}{c}$
- * $0.16 < k_L \lambda_{De} < 0.34$
- * $\frac{\nu_s}{\omega_s} = 0.04$
- * $v_{gR} = 0.59c$, $v_{gL} = 0.016c$; calculées à $N_{e,ref} = 0.1n_c$
- * Pour $N_{hydro} = 0.08n_c$:
- ★ $l_t = 54 \frac{c}{\omega_0}$ et $L_c = 28.5 \frac{c}{\omega_0}$
- ★ $k_L \lambda_{De} = 0.23$ et $\frac{\nu_L}{\omega_0} = 1.79 \times 10^{-4}$
- ★ $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 3.4 \times 10^{12} W \mu m^2 / cm^2$
- * Pour $N_{hydro} = 0.12n_c$:
- ★ $l_t = 64 \frac{c}{\omega_0}$ et $L_c = 25 \frac{c}{\omega_0}$
- ★ $k_L \lambda_{De} = 0.2$ et $\frac{\nu_L}{\omega_0} = 7.17 \times 10^{-5}$

$$\star (I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 1.8 \times 10^{12} W\mu m^2/cm^2$$

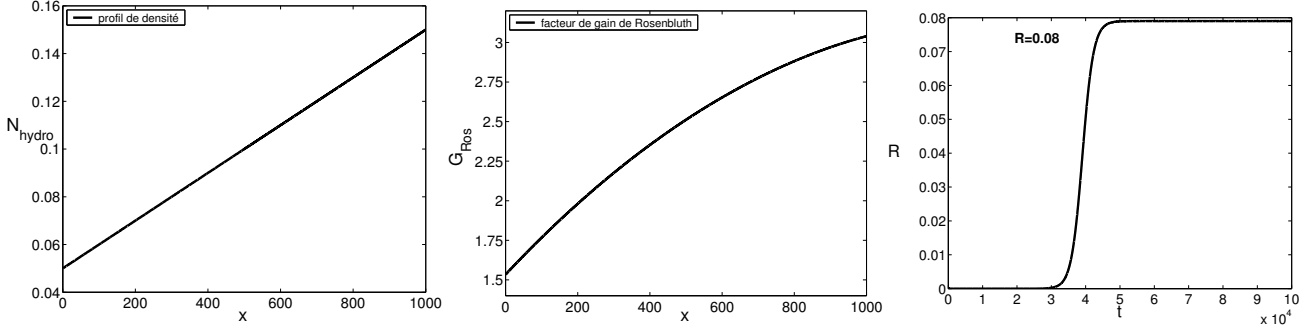


FIG. 5.16.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: profil de densité en fonction de l'espace (G), gain de Rosenbluth en fonction de l'espace (C) et réflectivité en fonction du temps (D)*

La figure 5.16 (C) donnant le facteur de gain de Rosenbluth en fonction de l'espace montre que celui-ci varie approximativement de 1 à 3, ce qui permet d'assurer une continuité avec la valeur du gain pour le cas présenté précédemment où l'éclairement laser était $I\lambda^2 = 5 \times 10^{15} W\mu m^2/cm^2$, ce qui donnait une valeur minimale de G_{Ros} de l'ordre de 3.

Tous les paramètres autres que le flux étant identiques à ceux du cas précédent, l'instabilité Raman est passée d'un régime absolu provoqué par une variation rapide des points paraboliques de la fonction fp à un régime dominé (dans le cas présent) par l'inhomogénéité linéaire du plasma dans lequel l'instabilité Raman croît le long du profil de densité par amplification spatiale suivant le facteur de gain de Rosenbluth local (figures 5.17). En effet, la réduction de l'éclairement laser a entraîné une diminution de la longueur d'amplification du Raman local sur le profil, suivant la relation 3.49, ce qui a permis d'obtenir $\frac{l_{fp}}{l_t} > 1$ à la densité $N_{hydro} = 0.08n_c$, relation également vérifiée pour $N_{hydro} = 0.12n_c$ où $l_t = 64 \frac{c}{\omega_0}$.

Lors de la phase de croissance de l'instabilité Raman de $t = 30000\omega_0^{-1}$ à $t \sim 40000\omega_0^{-1}$ (figure 5.16 (D)), le taux de croissance $\gamma_{Gros} \equiv \frac{d \ln |E_R|}{dt}$ de l'amplification au point $x = 700 \frac{c}{\omega_0}$ (figure 5.18(D)) est $\gamma_{Gros} \sim 1.5 \times 10^{-5} \omega_0$, donc bien inférieur d'un facteur 200 au taux de croissance $\gamma_{abs} \sim 3.5 \times 10^{-3} \omega_0$ de l'instabilité Raman absolue en ce point, ce qui montre que SRS est bien dominée par l'inhomogénéité *linéaire* du plasma.

Asymptotiquement, à $t = 100000\omega_0^{-1}$ (figure 5.17 (D)), la valeur maximale des fluctuations électroniques en $x = 700 \frac{c}{\omega_0}$ est $\frac{n_L}{N_{hydro}} \sim 0.22$.

La figure 5.18 (G) montre que la déplétion de l'onde de pompe est faible puisque $|E_0|(x = 700) \sim 0.9$ à $t = 100000\omega_0^{-1}$, ce qui implique un niveau d'amplitude de l'onde

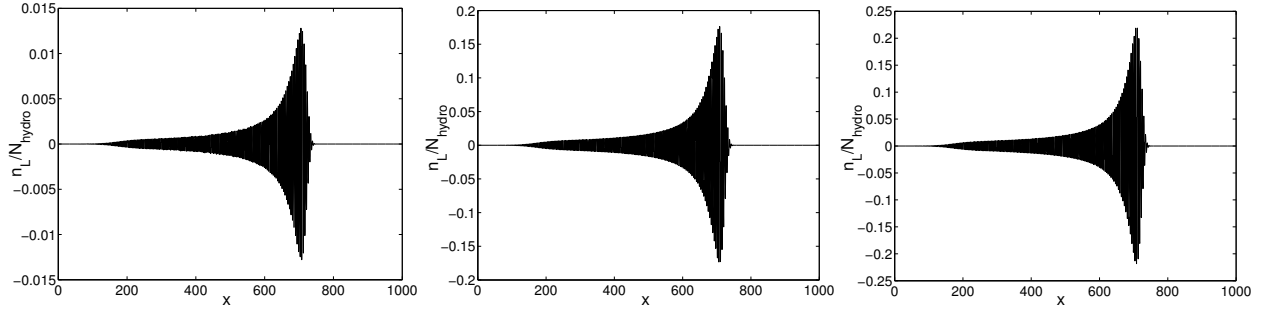


FIG. 5.17.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: onde de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 30000\omega_0^{-1}$ (G), $t = 40000\omega_0^{-1}$ (C) et $t = 100000\omega_0^{-1}$ (D)*

rétrodiffusée (figure 5.18 (D)) tel que $|E_R|(x = 300) \sim 0.28$. La réflectivité asymptotique obtenue est $R \sim 8\%$, comme l'indique la figure 5.16 (D).

Nous allons maintenant examiner si l'instabilité LDI peut augmenter ce niveau de réflectivité Raman.

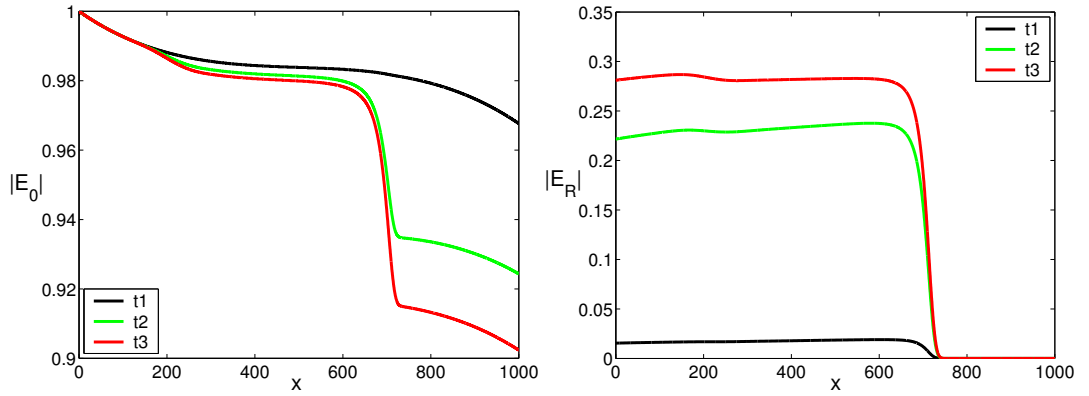


FIG. 5.18.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: ondes incidentes (G) et réfléchies (D) en fonction de l'espace pour $t1 = 30000\omega_0^{-1}$, $t2 = 40000\omega_0^{-1}$ et $t3 = 100000\omega_0^{-1}$*

5.2.2. Saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores pour un profil de densité $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$, un éclairage laser $I\lambda^2 = 2 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et une longueur de plasma $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$: comparée au cas SRS seule, la réflectivité est plus grande ("inflation par le LDI")

Nous présentons l'évolution de l'onde incidente et rétrodiffusée, de l'onde de Langmuir et de l'onde sonore sur différents temps.

Les paramètres physiques choisis pour les simulations numériques présentées sont équivalents à ceux de la partie précédente avec $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$:

- * $I\lambda^2 = 2 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $Z=1$
- * $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$, $N_{e,ref} = 0.1n_c$
- * $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $l_t = 48 \frac{c}{\omega_0}$ (calculée pour $N_{hydro} = 0.1n_c$), $T = [0 : 100000] \omega_0^{-1}$
- * $0.92 \frac{\omega_0}{c} < k_0 < 0.97 \frac{\omega_0}{c}$, $0.47 \frac{\omega_0}{c} < k_R < 0.74 \frac{\omega_0}{c}$, $1.39 \frac{\omega_0}{c} < k_L < 1.72 \frac{\omega_0}{c}$
- * $0.16 < k_L \lambda_{De} < 0.34$
- * $v_{gR} = 0.59c$, $v_{gL} = 0.016c$; calculées à $N_{e,ref} = 0.1n_c$
- * Pour $N_{hydro} = 0.08n_c$:
 - ★ $l_t = 54 \frac{c}{\omega_0}$ et $L_c = 28.5 \frac{c}{\omega_0}$
 - ★ $k_L \lambda_{De} = 0.23$ et $\frac{\nu_L}{\omega_0} = 1.79 \times 10^{-4}$
 - ★ $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 3.4 \times 10^{12} W \mu m^2 / cm^2$
- * Pour $N_{hydro} = 0.12n_c$:
 - ★ $l_t = 64 \frac{c}{\omega_0}$ et $L_c = 25 \frac{c}{\omega_0}$
 - ★ $k_L \lambda_{De} = 0.2$ et $\frac{\nu_L}{\omega_0} = 7.17 \times 10^{-5}$
 - ★ $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 1.8 \times 10^{12} W \mu m^2 / cm^2$

A partir de la figure 5.19, on peut déjà observer que le couplage de l'instabilité Raman avec les ondes sonores conduit à une réflectivité très fluctuante, très incohérente temporellement et avec des maxima dépassant 100% (courbe noire, avec LDI).

Dans le cas présent, les ondes sonores se couplent à l'instabilité Raman qui est en régime d'amplification spatiale et où les niveaux d'amplitude des ondes de Langmuir, générées par l'instabilité Raman seule, ne sont pas très élevés ($\frac{n_L}{N_{hydro}} \sim 0.2$, figure 5.17 (D), en régime stationnaire). On pourrait donc s'attendre à ce que l'instabilité LDI agisse ici localement sur chacun des modes Raman en réduisant le niveau de réflectivité. Ce n'est en réalité pas le cas.

En effet, autour du temps $t = 30000 \omega_0^{-1}$, on remarque sur la figure 5.19 que la réflectivité de l'instabilité Raman couplée aux ondes sonores a un taux de croissance temporel supérieur à celui du cas où l'instabilité Raman n'est pas couplée avec les ondes sonores,

dans la mesure où la réflectivité avec LDI croît de façon plus raide et plus rapide.

En regardant maintenant la figure 5.20 (D) au temps $t = 30000\omega_0^{-1}$ associé au début de la croissance du LDI, on remarque que le maximum de l'onde de Langmuir au point $x = 700\frac{c}{\omega_0}$ est $\frac{n_L}{N_{hydro}} \sim 0.035$, c'est à dire près de trois fois plus élevé que le niveau d'amplitude maximal, au même instant, de l'onde de Langmuir non couplée aux ondes sonores (cf. figure 5.17 (G)). Cela se produit alors que les ondes acoustiques ioniques sont, à cet instant, encore en train de croître dans l'ensemble du plasma sur leur niveau de bruit thermique avec des fluctuations moyennes très faibles de l'ordre de $\frac{n_s}{N_{hydro}} \sim 2 \times 10^{-4}$. Il apparaît donc que ces petites déviations de densité par rapport au profil de densité initialement lisse aient déstabilisé les instabilités absolues.

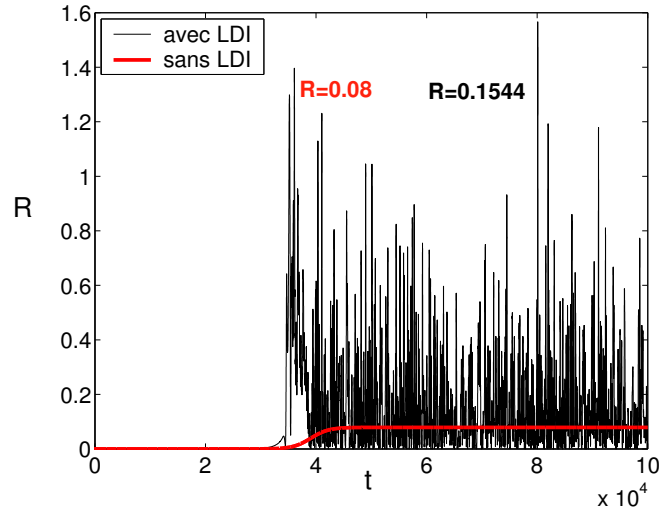


FIG. 5.19.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: réflectivités en fonction du temps avec et sans LDI*

Sur un intervalle de temps correspondant à $4000\omega_0^{-1}$, la réflectivité atteint un premier pic $R \sim 1.4$ qui semble associé au développement local, en $x = 700\frac{c}{\omega_0}$, d'une onde sonore (figure 5.21 (G)) qui sature l'onde de Langmuir en ce point (figure 5.21 (D)) et permet alors à d'autres modes Raman de croître.

En effet, à $t_1 = 30000\omega_0^{-1}$, l'onde rétrodiffusée croît au point d'amplification maximum qui impose le niveau de rétrodiffusion (figure 5.22 (D)). Puis à $t_2 = 34000\omega_0^{-1}$, on voit que l'onde rétrodiffusée commence à être modulée, ce qui indique une compétition entre modes Raman qui cherchent à se développer (figure 5.22 (D)), mais la déplétion de l'onde incidente est encore faible à cet instant (figure 5.22 (G)).

Le plus frappant reste l'augmentation globale du niveau d'onde rétrodiffusée sur cet intervalle de temps court, en l'occurrence $\Delta t = 4000\omega_0^{-1}$; ce qui est contraire à l'attente d'un effet de saturation provoqué par le LDI et laisse penser que le mode Raman absolu en $x = 700\frac{c}{\omega_0}$ a été déstabilisé [46, 51] par les fluctuations acoustiques ioniques.

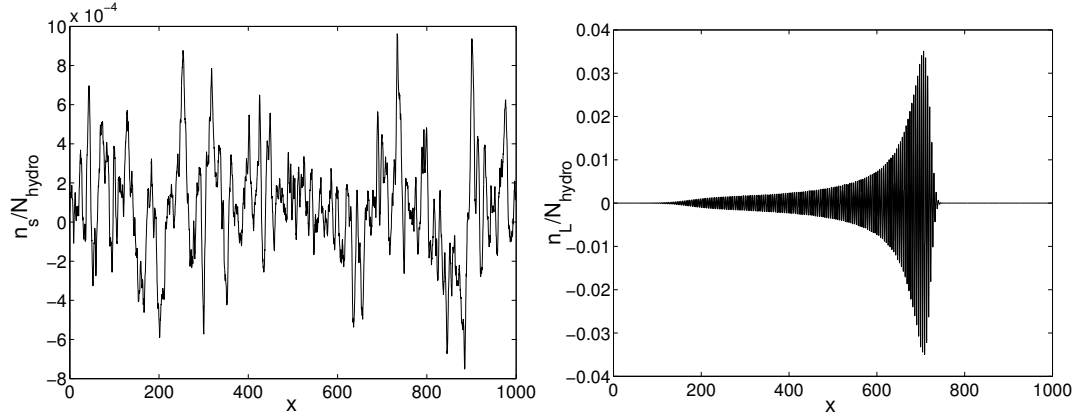


FIG. 5.20.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 30000\omega_0^{-1}$*

Logiquement, on s'attend ensuite à ce que l'action des ondes sonores sur les ondes

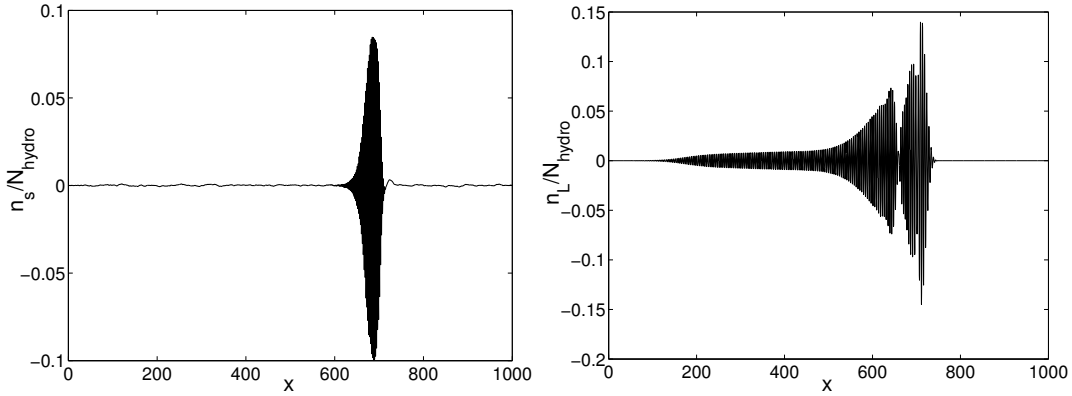


FIG. 5.21.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 34000\omega_0^{-1}$*

plasmas qui tendent à s'amplifier à gauche de ce point $x = 700\frac{c}{\omega_0}$ déstabilise également des modes absolus en introduisant des oscillations de densité (donc des structures localement paraboliques) autour du profil linéaire, suivant des longueurs caractéristiques qui suivent le critère 2.30.

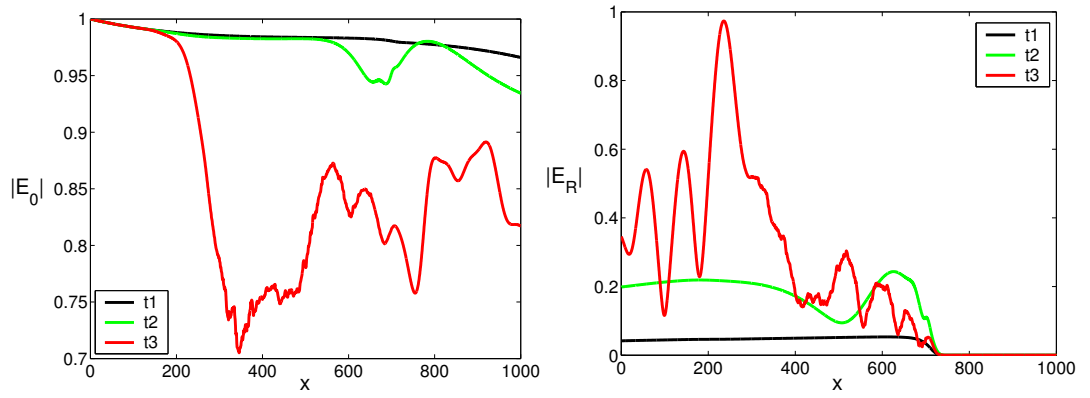


FIG. 5.22.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: ondes incidentes (G) et rétrodiffusées (D) en fonction de l'espace pour $t_1 = 30000\omega_0^{-1}$, $t_2 = 34000\omega_0^{-1}$ et $t_3 = 40000\omega_0^{-1}$*

Effectivement, à $t = 40000\omega_0^{-1}$, l'onde sonore couvre tout le domaine de plasma (figure 5.23 (G)) et s'est déstructurée en un ensemble de fluctuations sans cohérence apparente et avec des amplitudes élevées et très piquées. C'est le signe d'un régime turbulent des ondes de Langmuir qui se sont développées en chaque point du profil de densité avec un niveau moyen de fluctuations $|\frac{n_L}{N_{hydro}}|^2 \sim 0.16$ soit $\frac{n_L}{N_{hydro}} \sim 0.4$ (figure 5.23 (D)); ce qui est deux fois plus élevé que le maximum d'amplitude de l'onde de Langmuir dans le cas où l'instabilité Raman n'est pas couplée au LDI (figure 5.17 (D)).

Les ondes sonores ont donc bien déstabilisé les modes absolus SRS et l'onde rétrodiffusée continue à se développer par oscillations le long du profil inhomogène qui est à cet instant non plus linéaire mais fluctuant en espace.

La déstabilisation de l'instabilité absolue autour de $x = 300\frac{c}{\omega_0}$ impulse la déplétion de l'onde laser avec un minimum d'amplitude $|E_0| \sim 0.7$ (figure 5.22 (G)) et une amplification maximale de l'onde rétrodiffusée $|E_R| \sim 0.95$ (figure 5.22 (D)).

Cette turbulence des ondes plasmas est auto-entretenu par la suite de cascades d'ondes produites par les instabilités de décompositions électrostatiques successives qui sont générées aléatoirement le long du profil de densité perturbé et devenu irrégulier. De plus, la forte non-linéarité des ondes sonores qui en résulte implique une longueur de corrélation $l_c \sim \frac{1}{k_s}$, caractérisant l'incohérence globale, qui est inférieure à la longueur d'onde propre des ondes sonores $\lambda_s \sim \frac{2\pi}{k_s}$ et qui est relative à l'apparition de structures cavités, comme on le voit sur la figure 5.23 (G) où l'onde sonore est dissymétrique par rapport à l'axe moyen $\frac{n_s}{N_{hydro}} = 0$.

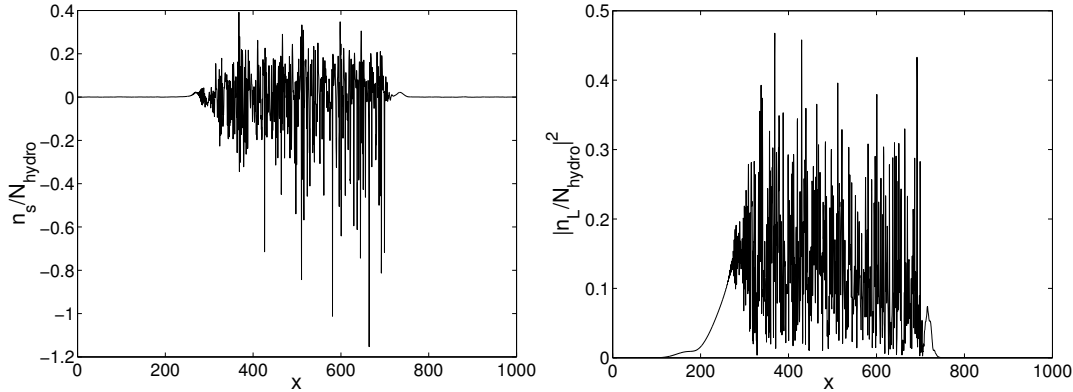


FIG. 5.23.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 40000\omega_0^{-1}$*

Pour un temps plus long, cette logique perdure comme le montrent les figures 5.24 (G) et (D) présentant l'onde sonore et l'onde de Langmuir à $t = 100000\omega_0^{-1}$, ou encore les figures 5.25 (G) et 5.25 (D) montrant l'onde incidente et rétrodiffusée.

On peut alors expliquer cette déstabilisation des modes absolus à partir des effets combinés d'incohérence et d'inhomogénéité établis dans le cadre de la description dite RPA (*Random Phase Approximation*).

Cette description est valide lorsque les conditions suivantes sont satisfaites :

$$\begin{aligned} (c_s - v_{gR})(c_s - v_{gL}) &< 0 \\ G_{Ros} &> 1 \\ v_{gR}v_{gL} &< 0 \end{aligned}$$

ainsi que les inégalités suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta k_{eff} &> \frac{1}{l_0} \\ \Delta k_{eff} &> \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{G_{Ros}}} \frac{1}{l_0} \end{aligned}$$

dans lesquelles l_0 est donnée par la relation 3.49 et l'élargissement spectral Δk_{eff} est relié à la longueur de corrélation l_c des fluctuations sonores par :

$$\Delta k_{eff} = \frac{N_{e,ref}}{v_{gL}^2} \left\langle \left(\frac{n_s}{N_{hydro}} \right)^2 \right\rangle l_c = \frac{N_{e,ref}}{v_{gL}^2} \left\langle \left(\frac{n_s}{N_{hydro}} \right)^2 \right\rangle \frac{1}{k_s}$$

Ces inégalités sont donc aisément satisfaites dans le cas présent.

Dans cette limite RPA, on sait que l'effet combiné de l'incohérence et de l'inhomogénéité est en mesure de déstabiliser les instabilités absolues.

En conclusion, en déstabilisant les modes absolus Raman, le LDI a provoqué une inflation (dans le sens d'augmentation) de la réflectivité de près de 50% par rapport au cas où l'instabilité Raman est découplée de la dynamique ionique et que le profil de densité est parfaitement lisse, comme on le voit sur la figure 5.19 où $R \sim 0.1544$ avec LDI et $R \sim 0.08$ sans LDI.

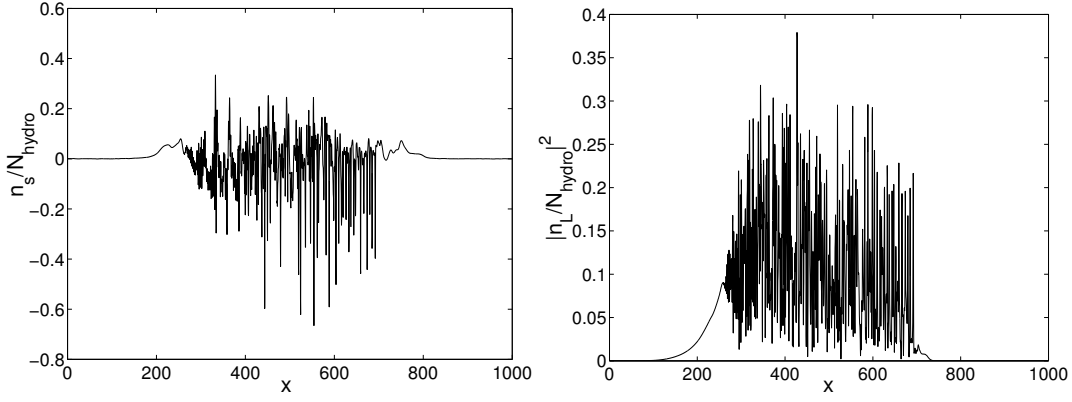


FIG. 5.24.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: onde sonore et onde de Langmuir à $t = 100000\omega_0^{-1}$*

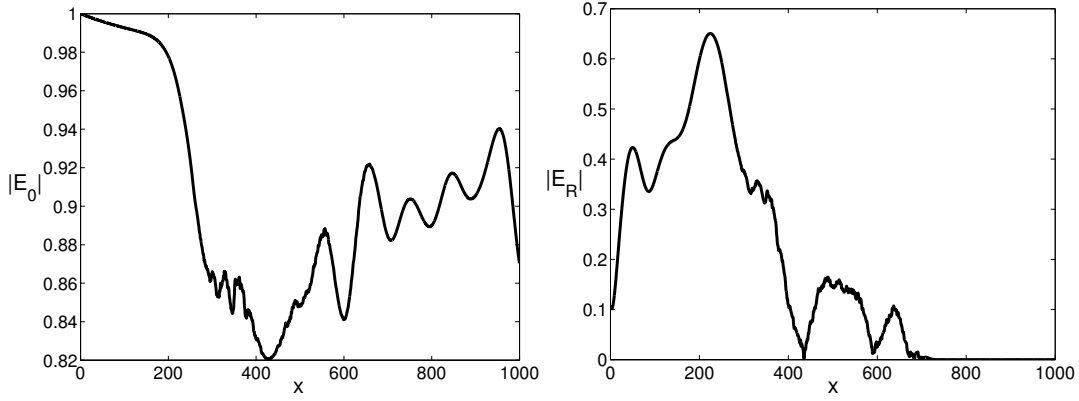


FIG. 5.25.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $1 \leq G_{Ros} \leq 3.5$: onde incidente et onde rétrodiffusée en fonction de l'espace à $t = 100000\omega_0^{-1}$*

5. Etude théorique et numérique de la saturation de l'instabilité de rétrodiffusion Raman (SRS) stimulée pour un plasma inhomogène, dans un espace monodimensionnel

Nous avons également réalisé des simulations numériques pour une tranche de plasma de longueur $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$ dont la partie physique est $L = 1400 \frac{c}{\omega_0}$ en utilisant la fonction porte fp , comme définie en 3.80 avec $\alpha = 0.025$. Ces simulations sont présentées dans l'annexe C.

Sur le domaine $L = 1400 \frac{c}{\omega_0}$, la densité varie linéairement de $0.04n_c$ à $0.2n_c$, soit $0.12 < k_L \lambda_{De} < 0.39$, entraînant une variation importante de l'amortissement Landau [33] ν_L le long du profil de densité : $\sim 0 \leq \frac{\nu_L}{\omega_0} \leq 0.018$. L'amortissement Landau étant une fonction de $(k_L \lambda_{De})^4$, la variation parabolique de ν_L entre $k_L \lambda_{De} \sim 0.3$ et $k_L \lambda_{De} \sim 0.4$ peut déstabiliser les instabilités absolues pour de fortes intensités.

Dans le cas de la simulation présentée en annexe C, cela n'est pas constaté quand l'instabilité Raman est découplée de la dynamique ionique et la réflectivité asymptotique de SRS en régime d'amplification spatiale est $R \sim 0.0054$ (figure C.2). On est ainsi assuré, si on observe une augmentation de la réflectivité Raman en présence d'ondes sonores par rapport au cas où l'instabilité Raman est découplée de la dynamique ionique, que cette augmentation ne peut être imputable qu'à l'instabilité LDI.

Effectivement, la figure C.4 (D) de l'annexe C montre que le niveau moyen de réflectivité de l'instabilité Raman couplée aux ondes sonores est $R \sim 0.1431$, ce qui équivaut à un accroissement de plus d'un facteur 25 par rapport au cas SRS seule. Le LDI a donc déstabilisé les modes absolus Raman en générant de l'incohérence comme cela vient d'être expliqué. De plus, les déviations du profil de densité provoquées par les fluctuations acoustiques ioniques génèrent des variations rapides de l'amortissement Landau, qui peuvent aussi localement déstabiliser les instabilités absolues.

*En conclusion, nous avons montré que dans les régimes où il existe un domaine spatial pour lequel le gain est relativement faible et l'amortissement Landau électronique est inférieur à l'amortissement collisionnel, il y avait possibilité de ce que nous appelons "**inflation**" de la réflectivité Raman provoquée par le LDI, au sens où les fluctuations sonores générées par le LDI peuvent être en mesure de déstabiliser les instabilités absolues par effet combiné d'incohérence et d'inhomogénéité.*

5.3. Loi d'échelle empirique

On donne dans cette partie une esquisse de loi d'échelle reliant la réflectivité Raman à l'éclairement laser quand l'instabilité Raman est couplée aux ondes sonores dans le cas d'un plasma inhomogène à profil de densité linéaire imposé lisse initialement. Tous les cas ont été traités minutieusement, notamment en considérant une borne d'intensité pour chaque profil de densité de façon à être assuré d'éviter, pour une fonction fp donnée, l'apparition d'instabilités absolues dans le cas SRS seule (on comprend que cette borne est d'autant plus réduite que le gradient de densité est faible). De plus, les profils de densité choisis sont faiblement inhomogènes, ce qui empêche une variation rapide de l'amortissement Landau et donc une déstabilisation des instabilités absolues.

*Ainsi, l'instabilité Raman sans couplage au LDI est **toujours**, pour les points de réflectivité placés sur la figure 5.26, en régime d'amplification spatiale.*

Par conséquent, en présence de LDI, seules les fluctuations sonores peuvent déstabiliser les modes absolus sur le profil de densité.

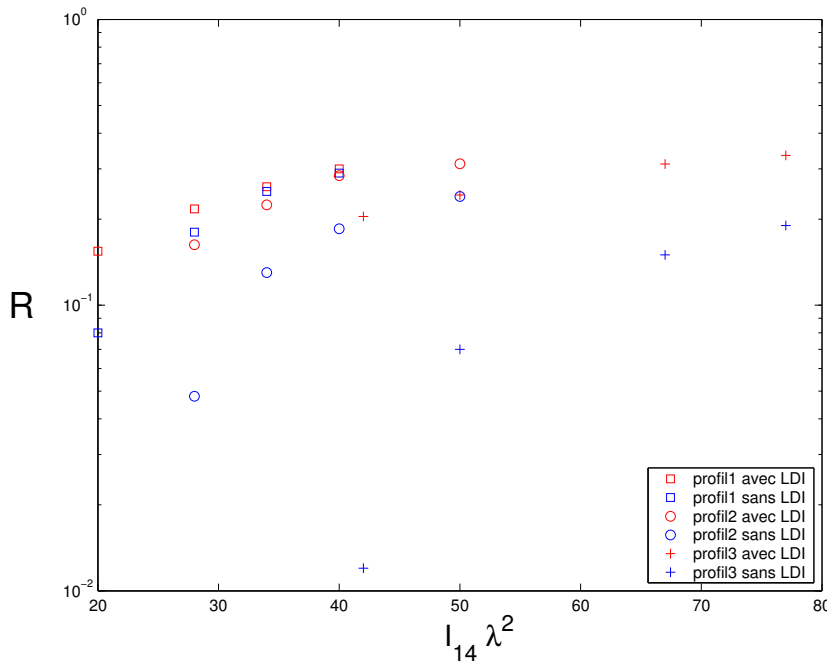


FIG. 5.26.: réflectivités numériques en fonction de l'éclairement laser en unité $I\lambda^2$ dans le cas de SRS seule (bleu) puis couplée aux ondes sonores (rouge) ; ceci pour trois profils de densité. profil1 : $N_{hydro} \in [0.09, 0.11]n_c$, profil2 : $N_{hydro} \in [0.08, 0.12]n_c$ et profil3 : $N_{hydro} \in [0.07, 0.13]n_c$, dans la partie "physique du plasma". Les autres paramètres restant fixes : $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $N_{e,ref} = 0.1n_c$, $T_e = 1KeV$, $T_i = 0.1KeV$, $Z = 1$.

Comme on le remarque sur la figure 5.26, le LDI a conduit à l'*inflation* de

la réflectivité Raman dans tous les cas simulés ; cette *inflation* semble d'autant plus prononcée que le niveau de réflectivité Raman seule (sans couplage à la dynamique ionique) est faible et d'autant plus réduite voir nulle quand il se rapproche de 30%.

Ce constat est particulièrement flagrant pour le profil3 et pour l'intensité $I\lambda^2 = 4.2 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ où pour SRS sans LDI, $R \sim 0.01$, et avec LDI, $R \sim 0.2$; ce qui représente une inflation d'un facteur 20 alors que par exemple pour le profil1, et pour $I\lambda^2 = 4 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$, la réflectivité avec et sans LDI est semblable, c'est à dire $R \sim 0.3$.

Le calcul théorique donnant la réflectivité Raman seule dans un plasma inhomogène à profil de densité linéaire est connu. Le challenge est donc, tout comme dans le cas d'un plasma homogène (cf. section 4.5), d'obtenir une loi prédictive *générale* de la réflectivité en prenant en compte l'action du LDI. Les problèmes déjà exposés dans le chapitre précédent concernant le rôle joué par des ondes plasmas qui se déstructurent pour former ce qu'on appelé des cavitons restent ici, en plasma inhomogène, d'actualité puisque l'incohérence générée par des fluctuations aléatoires de densité et la turbulence des ondes plasmas qui s'ensuit peut provoquer la formation de ce type de cavités locales. Il est donc important de calibrer, tout d'abord pour un profil de densité plat, la réflectivité en présence du "LDI-cavité".

Les éclaircissements utilisés dans cette partie sont typiquement supérieurs à $10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ (ceci pour des contraintes liées de longueur de plasma, gradient de densité puis de facteur de gain de Rosenbluth tel que $1 \leq G_{Ros} \leq 7$), ce qui asservit de fait une turbulence forte des ondes de Langmuir en présence de LDI. La déstabilisation des modes absolus correspond donc à des niveaux de fluctuations $\frac{n_s}{N_{hydro}}$ élevées, typiquement de l'ordre de 0.3. Pour des intensités moindres et donc des gradients de densité plus faibles que ceux considérés sur la figure 5.26, il est probable que des fluctuations sonores plus petites déstabilisent également les instabilités absolues. Une telle étude nécessite une longueur de plasma plus importante pour avoir un domaine de densité assez significatif et des gains de Rosenbluth du même calibre, compris entre 1 et 7.

En conclusion générale de ce chapitre, on retiendra le résultat principal : le LDI est capable de déstabiliser les modes SRS absolus dans le cas d'un profil linéaire initialement lisse où SRS croît par amplification spatiale. Il apparaît (via la loi d'échelle empirique de la figure 5.26) que cette inflation par LDI est valable, dans la gamme de paramètres physiques choisis pour cette section, jusqu'à des valeurs de la réflectivité Raman non perturbée par les ondes sonores atteignant 30%.

*L'auteur a bien conscience que l'utilisation des équations enveloppées en temps est une limite pour l'étude d'un plasma **fortement** inhomogène, et en ce sens les résultats de*

la simulation présentée en annexe C pour un gradient $0.04n_c \leq N_{hydro} \leq 0.2n_c$ (dans la partie plasma "physique") peuvent être discutables puisque la fréquence plasma a un large domaine de variation le long de ce profil de densité. Malgré tout, tout en reconnaissant qu'une erreur est commise, cette simulation montre que le phénomène d'"inflation par LDI" est aussi envisageable pour un large domaine de variation spatiale de densité.

En ce qui concerne les cas ayant permis d'établir la loi d'échelle "numérique" de la réflectivité (figure 5.26), ils sont bien moins discutables car la variation maximale de densité dans la partie "physique" est associée au cas où $0.07n_c \leq N_{hydro} \leq 0.13n_c$. On fait là une erreur de l'ordre de 15% sur la fréquence, ce qui ne doit pas perturber la physique pour ce qui concerne l'amplification spatiale. Cette loi d'échelle est donc tout à fait acceptable.

6. Etude numérique de la saturation de l'instabilité de rétrodiffusion Raman (SRS) stimulée pour un plasma homogène et inhomogène, dans un espace bidimensionnel

Les conventions utilisées en géométrie 2D sont présentées dans la section 3.4.

En particulier, sans qu'aucun grossissement n'ait été effectué :

- pour l'onde de Langmuir et l'onde sonore, la représentation graphique est dans l'espace $\left(\frac{L_x}{dx_L}, \frac{L_y}{dy}\right)$
- pour l'onde incidente et l'onde rétrodiffusée, la représentation graphique est dans l'espace $\left(\frac{L_x}{dx_{el}}, \frac{L_y}{dy}\right)$

où dx_L , dx_{el} , dy sont les pas de discrétisation explicités dans la section 3.4.

6.1. Modélisation d'un faisceau laser en deux dimensions d'espace

La géométrie bidimensionnelle du plasma permet de considérer, entres-autres, trois types de modélisation pour un faisceau laser :

6.1.1. Faisceau : Onde plane

C'est un cas académique. Sa génération est telle qu'on écrit en condition limite, à gauche du plasma :

$$\frac{E_0(0, y)}{E_{inc}} = \frac{1}{2} \left\{ \tanh\left(\frac{(y - 3\beta L_y)}{\beta L_y}\right) - \tanh\left(\frac{(y - L_y(1 - 3\beta))}{\beta L_y}\right) \right\} \quad (6.1)$$

avec $\beta = 0.03$, L_y la longueur transversale du plasma et E_{inc} la condition aux limites d'entrée de l'onde incidente reliée au paramètre α_{inc} (qui est fonction de l'éclairement $I_{14}\lambda^2$) par la relation 3.18.

Par un éclairement *uniforme* dans tout le plasma, une onde plane permet d'analyser le processus d'interaction laser-plasma par une physique monodimensionnelle.

Bien entendu, la réalité par comparaison aux conditions expérimentales est toute autre. Introduisons donc tout d'abord la notion de faisceau Gaussien.

6.1.2. Faisceau : Gaussien dit Monospeckle

C'est le cas expérimental d'un laser focalisé par une lentille de diamètre D dans un plan focal à la distance F . Le nombre d'ouverture du faisceau est alors $f_{\#} = \frac{f}{D}$. L_r représente la longueur de Rayleigh, définie par la distance du point focal où le rayon du faisceau Gaussien a augmenté d'un facteur $\sqrt{2}$.

Dans l'espace à deux dimensions où x est la direction longitudinale et y la direction transversale, un laser unidirectionnel, au profil Gaussien et qui se propage suivant x , a une distribution d'intensité dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation de la forme :

$$I(x, y) \propto \exp \left[\frac{-y^2}{a_0^2(x)} \right] \quad (6.2)$$

avec $a_0(x)$ la dimension transverse caractéristique de la gaussienne.

Une solution de l'équation d'onde paraxiale dans le cas d'une onde de ce type peut s'écrire comme suit :

$$\frac{E_0(x, y)}{E_{inc}} = \frac{1}{\left[1 + \left\{ \frac{(x-x_f)}{L_r} \right\}^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \times \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{(y - \frac{L_y}{2})}{a_0} \right\}^2 \frac{1}{1 + i \left\{ \frac{(x-x_f)}{L_r} \right\}} \right] \times \exp -i \frac{\varphi(x)}{2} \quad (6.3)$$

avec E_{inc} défini de la même façon que précédemment, $\tan \varphi(x) \equiv \frac{x}{L_r}$, x_f le point de focalisation suivant l'axe x et a_0 la largeur du faisceau en x_f suivant l'axe transverse et reliée à $f_{\#}$ par $a_0 = f_{\#}\lambda_{00}$ où λ_{00} est la longueur d'onde du laser dans le vide. La surface du faisceau est ainsi πa_0^2 , ce qui définit la longueur de Rayleigh : $L_r = \frac{2\pi a_0^2}{\lambda_0}$ où $\lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0}$ est la longueur d'onde dans le plasma.

C'est sous cette forme que le champ de pompe E_0 a été imposé en condition limite à l'entrée du plasma, à $x = 0$. On modélise bien ainsi l'interaction d'un faisceau Gaussien ou Monospeckle (version anglosaxonne pour désigner la formation d'une seule "tache" d'intensité ou point chaud) avec le plasma.

Par ailleurs, via l'équation des ondes sonores, la force pondéromotrice du laser conduit

à des modulations de densité qui peuvent entraîner, par un processus non-linéaire, l'autofocalisation du faisceau (cf. le système d'équations "complet" 3.81) caractérisée par la formation de filaments en son sein même [61]. Ce phénomène est essentiellement tridimensionnel et ne prend naissance que lorsque la puissance du faisceau est supérieure à une puissance critique donnée. Cependant, un phénomène semblable existe aussi dans un espace bidimensionnel. Il est alors caractérisé par le paramètre \bar{P}_{2D} , qui s'écrit :

$$\bar{P}_{2D} = 0.18(I_{14}\lambda_0^2)_f \left(\frac{N_{e,ref}}{n_c} \right) \left(\frac{1}{T_e} \right) \left(\frac{a_0}{\lambda_0} \right)^2 \quad (6.4)$$

avec $(I_{14}\lambda_0^2)_f$ l'éclairement au point focal en absence d'effet non-linéaire.

Typiquement, dans toutes les simulations présentées dans la suite, le point de focalisation suivant l'axe x est placé à $x_f = \frac{L_x}{2}$, si bien que les effets d'autofocalisation ne sont pas négligeables dès que la condition $\bar{P}_{2D} > 1$ est satisfaite.

6.1.3. Faisceau : Random Phase Plate (RPP) [62, 63, 64]

Dans les expériences d'interaction, dans le but de limiter les effets de filamentation, on incorpore au niveau de la lentille de focalisation une lame à phases aléatoires (ou lame RPP) qui permet de décomposer le faisceau laser d'intensité initiale I_{in} en une somme finie de sous faisceaux dont la phase varie aléatoirement entre 0 et π , focalisés en un plan p_f par la lentille de focalisation se trouvant derrière cette lame RPP et dans la direction du laser. Au final, la cohérence spatiale du faisceau originel est rompue et sa tache focale est formée d'un ensemble de speckles dont la distribution statistique des intensités est connue. En absence d'instabilités paramétriques, si P_s est la puissance d'un speckle donné, connu par la fonction de distribution en intensité, alors l'intensité caractéristique dans un speckle est de la forme :

$$I_s(x, y) = \frac{P_s}{\pi a_s^2(x_s)} \exp \left(- \frac{(y - y_s)^2}{a_s(x_s)} \right) \quad (6.5)$$

avec $x_s = (x - x_{f,s})$, $y_s = (y - y_{f,s})$ où $x_{f,s}$, $y_{f,s}$ désignent les coordonnées du point focal du speckle considéré. On a $a_s(x_s) = a_{0s} \sqrt{1 + \left(\frac{x_s}{L_{r,s}} \right)^2}$ avec $a_{0s} = 0.52 f_\# \lambda_{00}$ et $L_{r,s}$ la longueur de Rayleigh associée, définie par $L_{r,s} = \frac{\pi a_{0s}^2}{\lambda_0}$.

Numériquement, pour reproduire et générer ce type de faisceau, on effectue une décomposition spectrale du champ laser suivant la direction transverse associée à l'entrée de la tranche plasma de simulation, soit l'axe $x = 0$. L'algorithme standard s'établit alors comme suit :

$$E_0(x = 0, y, t) = \sum_{k_\perp} |E_0(k_\perp, t)| \exp i(k_\perp y + \phi_{k_\perp}) \quad (6.6)$$

avec k_\perp qui caractérise l'espace des nombres d'onde transverse et les phases ϕ_{k_\perp} varient indépendamment de façon statistique en prenant des valeurs aléatoires entre 0 et π .

Chaque nombre d'onde transverse k_{\perp} est supposé correspondre à un sous-faisceau. On utilise dans l'espace de Fourier le modèle dit "top hat" :

$$E_{k_{\perp}} = 0 \quad \text{pour} \quad |k_{\perp}| > \frac{k_{00}}{\sqrt{1 + 4f_{\#}^2}}$$

$$E_{k_{\perp}} = |E_{k_{\perp}}| \exp(i\phi_{k_{\perp}}) \quad \text{pour} \quad |k_{\perp}| < \frac{k_{00}}{\sqrt{1 + 4f_{\#}^2}}$$

Dans la suite, le plan de focalisation p_f du faisceau laser sera toujours pris au centre du plasma avec les coordonnées suivants, dans l'espace (L_x, L_y) normalisé : $p_f = (500, 0) \frac{c}{\omega_0}$

6.2. Plasma homogène : faisceau laser plan

Dans cette partie, le plasma a pour dimension $L_x = [0 : 1000] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [0 : 256]$ sur le maillage pour les ondes électromagnétiques et $L_x = [0 : 4096]$ sur le maillage pour les ondes plasmas), $L_y = [0 : 128] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [0 : 64]$ sur le maillage pour toutes les ondes).

6.2.1. SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 128 \frac{c}{\omega_0}$

Nous présentons l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée et de Langmuir sur différents temps.

Les paramètres physiques choisis pour les simulations numériques présentées sont les suivants :

- * $I\lambda^2 = 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $Z = 5$, $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$
- * $N_{hydro}(x) = N_{e,ref} = 0.1 n_c$
- * $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 128 \frac{c}{\omega_0}$, $L_c = 110 \frac{c}{\omega_0}$ (donc $L_x > L_c \Rightarrow$ système instable)
- * $T = [0 : 100000] \omega_0^{-1}$
- * $k_0 = 0.95 \frac{\omega_0}{c}$, $k_R = 0.6 \frac{\omega_0}{c}$, $k_L = 1.55 \frac{\omega_0}{c}$
- * $k_L \lambda_{De} = 0.22$, $\nu_t \sim 4 \times 10^{-7} \omega_0$, $\nu_{cL} \sim 3.4 \times 10^{-4} \omega_0$
- * $v_{g0} = 0.95c$, $v_{gR} = 0.88c$, $v_{gL} = 0.03c$, $v_{the} = 0.044c$, $c_s = 0.0012c$
- * $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 3 \times 10^{11} W \mu m^2 / cm^2$ (donc $I\lambda^2 > (I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \Rightarrow$ SRS est de nature absolue), $\gamma_{abs} = 0.82 \times 10^{-3} \omega_0$

Le fait que l'onde laser soit plane assure une physique pratiquement monodimensionnelle puisque l'ensemble du plasma est éclairé de façon uniforme, ce qui implique une

structure symétrique des champs par rapport à l'axe $y = 64 \frac{c}{\omega_0}$ ($y = 32$ sur le maillage).

La figure 6.1 donnant l'onde incidente à $t = 22500\omega_0^{-1}$ dans l'ensemble du plasma montre une forte déplétion due au caractère absolu de l'instabilité Raman.

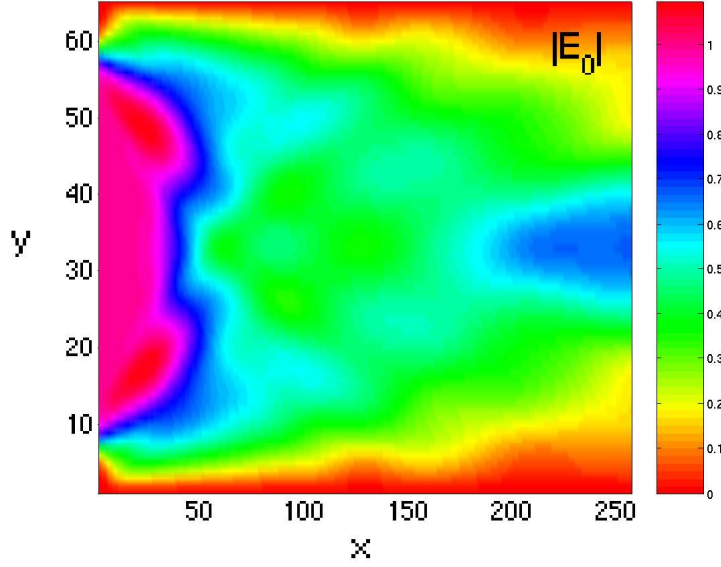


FIG. 6.1.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde incidente dans tout le plasma à $t = 22500\omega_0^{-1}$

Cela conduit à une onde rétrodiffusée qui s'amplifie sur tout l'axe transverse en se concentrant sur une largeur $\Delta y = 30 \frac{c}{\omega_0}$ ($\Delta y = 15$ sur le maillage) autour de $y = 64 \frac{c}{\omega_0}$ ($y = 32$ sur le maillage), avec un maximum d'amplitude dans cette région atteignant $|E_R| = 1$ (figure 6.2).

Au même instant, une onde de Langmuir s'est développée à l'entrée du plasma, comme

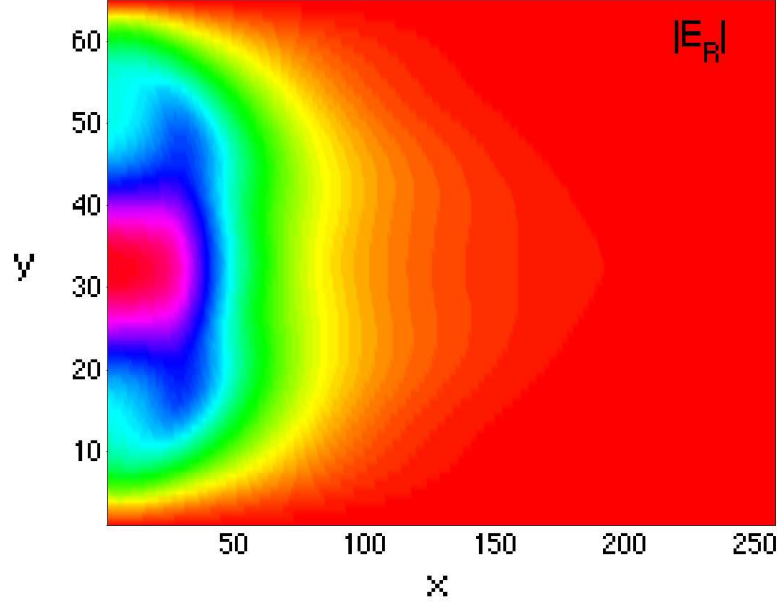


FIG. 6.2.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde rétrodiffusée dans tout le plasma avec $|E_R|_{max} = 1$ à $t = 22500\omega_0^{-1}$

attendu (figure 6.3 (G)). Elle est constituée d'un ensemble de trois lobes associés aux amplitudes maximales $|E_L|_{max}^2 = 3.5$ ($|\frac{n_L}{N_{hydro}}|_{max}^2 = 0.013$), un lobe central autour de $y = 64 \frac{c}{\omega_0}$ ($y = 32$ sur le maillage), et deux autres excentrés et symétriques par rapport à celui-ci, autour de $y = 44 \frac{c}{\omega_0}$ ($y = 22$ sur le maillage) et $y = 84 \frac{c}{\omega_0}$ ($y = 42$ sur le maillage). Ces trois lobes se trouvent dans les zones où la rétrodiffusion est maximale et les lobes excentrés se sont formés sur un domaine où l'onde rétrodiffusée a des transitions d'amplitude (sur la figure 6.2, passage du bleu foncé au bleu clair sur une zone de l'ordre de $30 \frac{c}{\omega_0}$ (15 sur le maillage) autour de $y = 44 \frac{c}{\omega_0}$ ($y = 22$ sur le maillage) et $y = 84 \frac{c}{\omega_0}$ ($y = 42$ sur le maillage)).

A $t = 50000\omega_0^{-1}$, le lobe central s'est élargi alors que les lobes excentrés n'ont pas évolué (figure 6.3 (D)). Progressivement, les maxima d'amplitude des ondes de Langmuir et rétrodiffusées tendent à se concentrer sur l'axe médian.

On le voit clairement à $t = 100000\omega_0^{-1}$ sur les figures 6.4 (C) et (D). La distribution de l'onde laser en est donc perturbée (figure 6.4 (G)) et le taux de rétrodiffusion atteint $R \sim 48\%$ (figure 6.5).

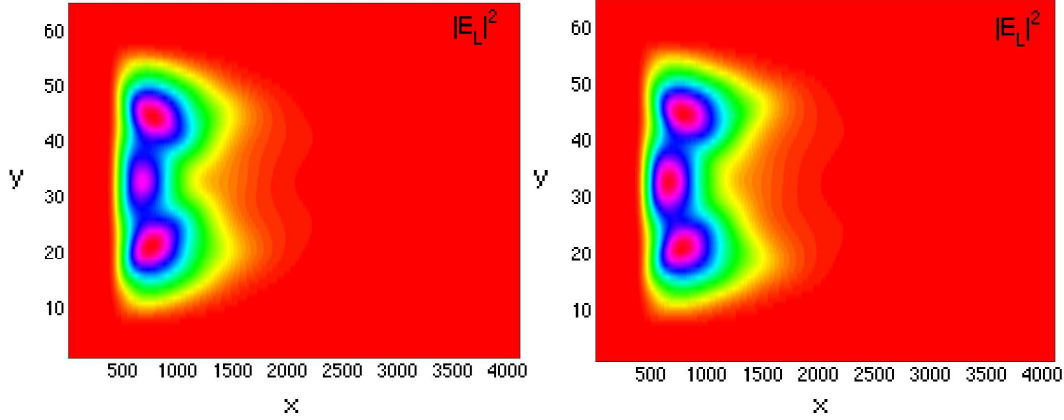


FIG. 6.3.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde de Langmuir à $t = 22500\omega_0^{-1}$ (G) et $t = 50000\omega_0^{-1}$ (D) dans tout le plasma avec $|E_L|_{max}^2 = 3.5$ dans les deux cas

Une explication possible concernant la formation des trois lobes de l'onde de Langmuir est que le faisceau laser plan à l'entrée du plasma doit perdre localement, au cours de sa propagation, le caractère rigoureusement plan, ceci à cause des amortissements imposés sur les bords de la dimension transversale. Il semblerait alors que tout se passe comme si le Raman réagissait en réalité à un ensemble de trois faisceaux plans (cf. figure 6.4 (G) donnant l'amplitude de l'onde incidente, sur les zones de l'ordre de $15\frac{c}{\omega_0}$ (7.5 sur le maillage) autour de $y = 44\frac{c}{\omega_0}$ ($y = 22$ sur le maillage) et $y = 84\frac{c}{\omega_0}$ ($y = 42$ sur le maillage)), et de $30\frac{c}{\omega_0}$ (15 sur le maillage) autour de $y = 64\frac{c}{\omega_0}$ ($y = 32$ sur le maillage)). En décomposant la structure du front de l'onde laser en ces trois parties, le comportement des ondes plasmas générées par l'instabilité Raman correspond bien à ce qui a été observé précédemment pour une géométrie 1D.

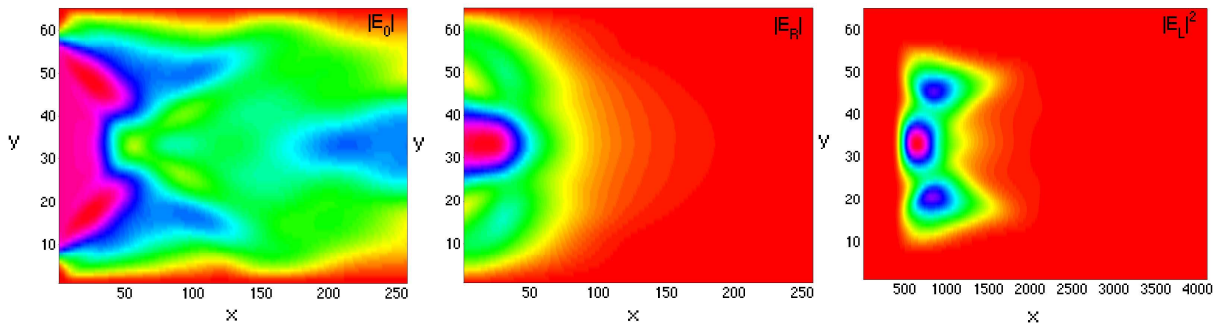


FIG. 6.4.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde incidente (G), onde rétro-diffusée avec $|E_R|_{max} = 1$ (C) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{max}^2 = 4$ (D) dans tout le plasma à $t = 100000\omega_0^{-1}$

6.2.2. Onde laser plane : saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 128 \frac{c}{\omega_0}$

Nous présentons maintenant l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée, de Langmuir et sonore sur différents temps.

* **Cas étudié** : semblable au cas précédent avec $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$

* $I\lambda^2 = 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $Z = 5$, $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$

* $N_{hydro}(x) = N_{e,ref} = 0.1 n_c$

* $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 128 \frac{c}{\omega_0}$, $L_c = 110 \frac{c}{\omega_0}$ (donc $L_x > L_c \Rightarrow$ système instable)

* $T = [0 : 100000] \omega_0^{-1}$

* $k_0 = 0.95 \frac{\omega_0}{c}$, $k_R = 0.6 \frac{\omega_0}{c}$, $k_L = 1.55 \frac{\omega_0}{c}$

* $k_L \lambda_{De} = 0.22$, $k^* = 0.11 \frac{\omega_0}{c}$, $\nu_t \sim 4 \times 10^{-7} \omega_0$, $\nu_{cL} \sim 3.4 \times 10^{-4} \omega_0$, $\frac{\nu_s}{\omega_s} = 0.04$

* $v_{g0} = 0.95c$, $v_{gR} = 0.88c$, $v_{gL} = 0.03c$, $v_{the} = 0.044c$, $c_s = 0.0012c$

* $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 3 \times 10^{11} W \mu m^2 / cm^2$ (donc $I\lambda^2 > (I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \Rightarrow$ SRS est de nature absolue), $\gamma_{abs} = 0.82 \times 10^{-3} \omega_0$

La figure 6.5 donnant la réflectivité Raman en fonction du temps montre, tout comme dans le cas monodimensionnel, quatre phases :

* (I) : phase de croissance linéaire de SRS jusqu'à $t \sim 20000 \omega_0^{-1}$

* (II) : première phase de saturation non-linéaire de $t = 20000 \omega_0^{-1}$ à $t = 22500 \omega_0^{-1}$ avec un *pic* de réflectivité caractéristique

* (III) : deuxième phase de saturation non-linéaire de $t = 22500 \omega_0^{-1}$ à $t = 50000 \omega_0^{-1}$ avec un "plateau" puis un régime transitoire conduisant à une chute de réflectivité

* (IV) : phase de saturation finale avec un deuxième "plateau" de $t = 50000 \omega_0^{-1}$ à $t = 100000 \omega_0^{-1}$

Au temps $t = 22500 \omega_0^{-1}$, limite entre la phase (II) et (III), une onde sonore s'est développée et a saturé l'onde de Langmuir.

Par correspondance avec la figure 6.3 de la section précédente, on note que les fluctuations sonores sont situées au même endroit que les lobes d'amplitude maximale de l'onde de Langmuir dans le cas où l'instabilité Raman n'est pas couplée à la dynamique ionique. Les ondes acoustiques ioniques ont rompu la cohérence spatiale de ces lobes de Langmuir (figure 6.6 (D)) en un ensemble de paquets d'ondes de grande dimension transverse qui se superposent aux paquets des ondes sonores (figure 6.6 (G)). Le spectre de ces ondes montre au moins une cascade LDI :

- sur la figure 6.7 (D), on distingue les composantes $|K| = k_L = 1.55 \frac{\omega_0}{c}$ associée à l'onde de Langmuir générée par SRS et $|K| = k_{L1} = k_L - k^* \sim 1.45 \frac{\omega_0}{c}$ associée à l'onde

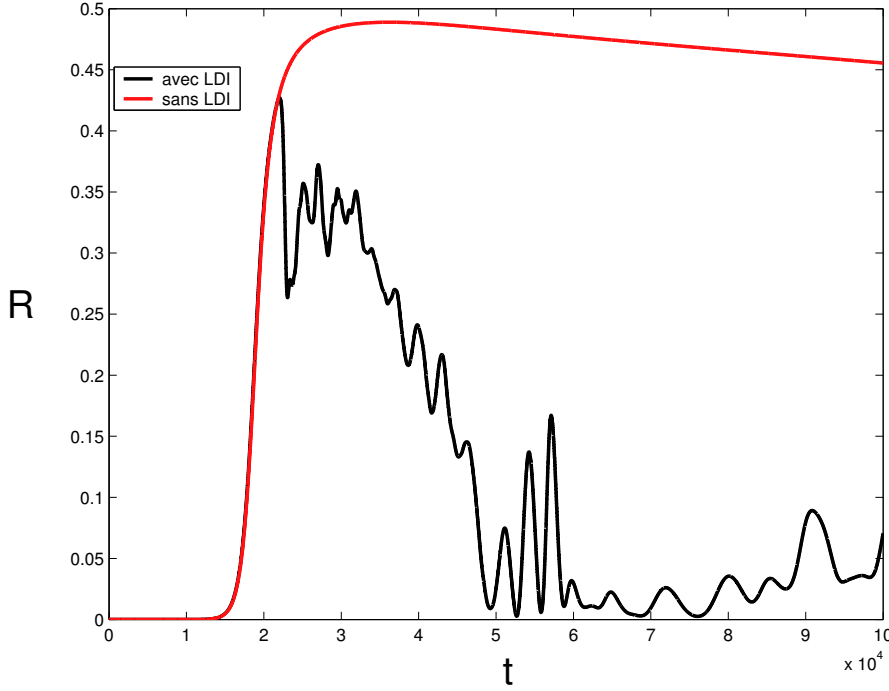


FIG. 6.5.: réflectivités en fonction du temps pour $T = [0 : 100000]\omega_0^{-1}$ avec et sans couplage au LDI

de Langmuir "filles" générée par une première instabilité de décomposition électrostatique.

- sur la figure 6.7 (G), le spectre de l'onde sonore montre la deuxième composante "filles" à $|K| = k_{s1} = 2k_L - k^* \sim 3\frac{\omega_0}{c}$ et résonnante pour le LDI.

A cet instant, le niveau de rétrodiffusion est encore élevé puisque $R \sim 30\%$ (figure 6.5), mais, conséquence du développement de l'instabilité LDI, la distribution en amplitude de l'onde rétrodiffusée commence à être perturbée, par exemple à la position $(x, y) = (156, 90)\frac{c}{\omega_0}$ ($(x, y) = (40, 45)$ sur le maillage) sur la figure 6.8 (D), ce qui conduit à un début de perte de symétrie par rapport à l'axe transverse médian. Il s'ensuit que la déplétion de l'onde incidente en $x \sim 156\frac{c}{\omega_0}$ ($x = 40$ sur le maillage) tend à s'atténuer, ce qui implique un élargissement de la transmission selon une valeur moyenne $|E_0| \sim 0.6$ (couleur bleu foncé-clair, figure 6.8 (G)).

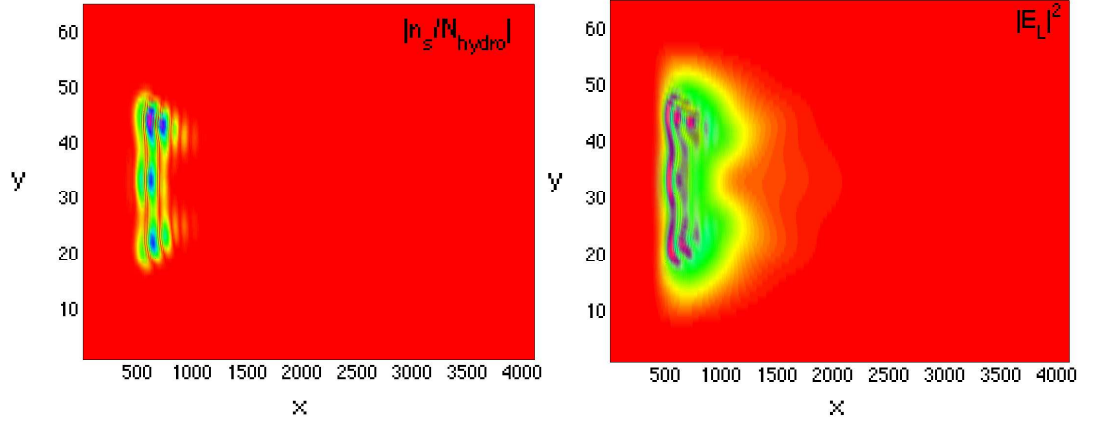


FIG. 6.6.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde sonore avec $\left| \frac{n_s}{N_{hydro}} \right|_{moy} = 0.05$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 3$ (D) dans tout le plasma à $t = 22500\omega_0^{-1}$

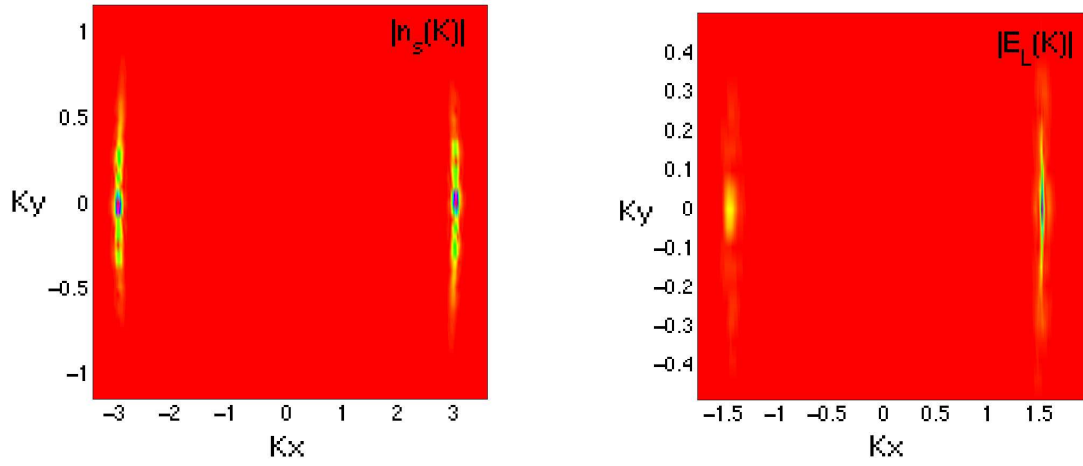


FIG. 6.7.: *cascade LDI* : spectre de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 22500\omega_0^{-1}$

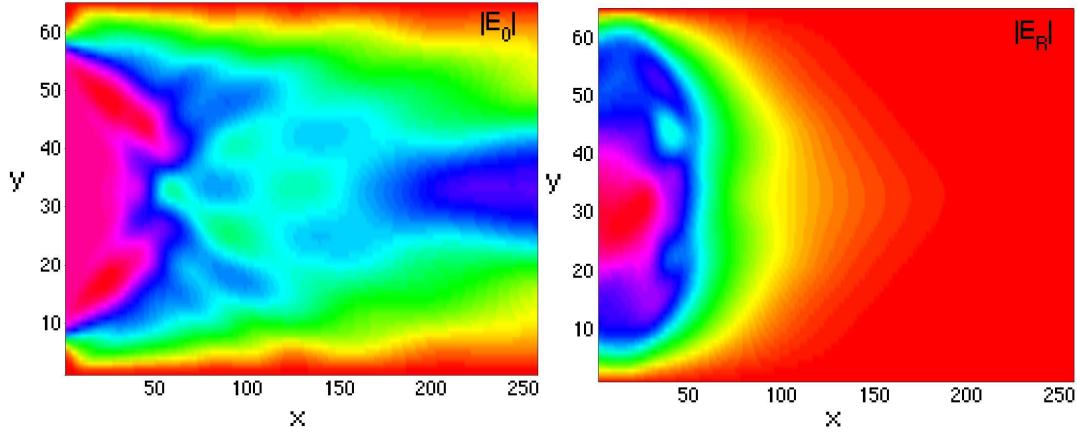


FIG. 6.8.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.8$ (D) dans tout le plasma à $t = 22500\omega_0^{-1}$

Sur les temps suivants, l'onde de Langmuir se propage dans le plasma tout en se couplant aux ondes sonores par LDI.

A $t = 33000\omega_0^{-1}$ et autour de $x \sim 528\frac{c}{\omega_0}$ ($x \sim 2162$ sur le maillage), on retrouve le front d'onde de Langmuir saturé à $t = 22500\omega_0^{-1}$; en effet la vitesse de propagation de cette onde étant $v_{gL} = 0.03c$, la distance parcourue sur l'intervalle de temps $\Delta t = 10500\omega_0^{-1}$ est $\Delta x = \Delta t v_{gL} = 315\frac{c}{\omega_0}$ ($\Delta x = 1290$ sur le maillage), ce qu'on vérifie sur la figure 6.9 (D). Puis, la suite d'ondes de Langmuir qui se forment par instabilité Raman à l'entrée du plasma est immédiatement saturée par les ondes sonores excitées par le LDI, ce qui entraîne la formation de dépressions locales de densité ionique autour d'une valeur moyenne $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} \sim 0.08$ (figure 6.9 (G)) en correspondance avec des maxima d'amplitudes de l'onde de Langmuir localisés sur l'axe transverse.

En fin de phase (III), à $t = 50000\omega_0^{-1}$, l'onde sonore s'est développée transversalement

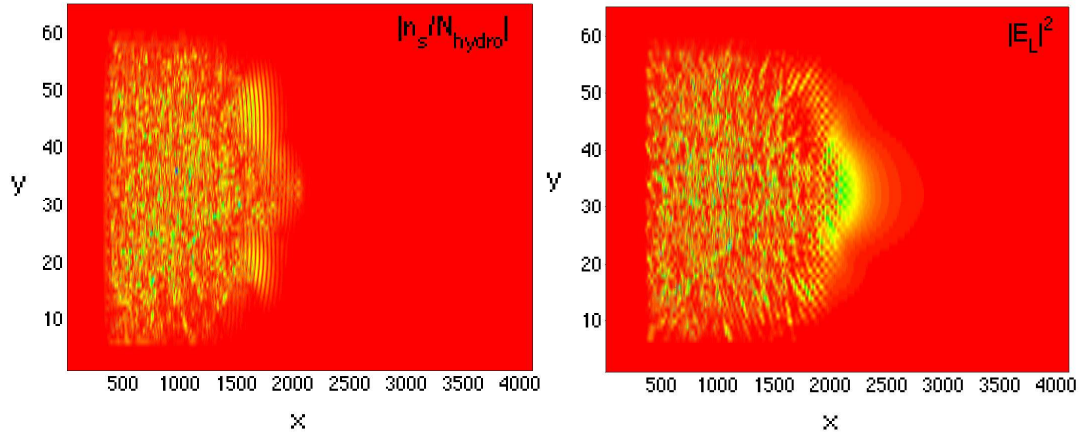


FIG. 6.9.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde sonore avec $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} = 0.08$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 4$ (D) dans tout le plasma à $t = 33000\omega_0^{-1}$

(figure 6.10 (G)) avec des pics d'oscillations maximales en valeur absolue, ce qui a réduit l'amplitude moyenne des oscillations de l'onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 \sim 1.5$, ou encore $|\frac{n_L}{N_{hydro}}|_{moy}^2 \sim 0.006$ (figure 6.10 (D)). L'onde laser étant (avec de légères distorsions locales d'après la section précédente) plane, il est légitime d'effectuer une comparaison avec le cas monodimensionnel de la section 4.4.2.

Dans le cas monodimensionnel, on a observé que le LDI s'accompagnait d'une formation de cavitons durant la phase (III) et ceci sur un intervalle de temps équivalent à la propagation de l'onde de Langmuir dans tout le plasma. La réflectivité s'établissait alors sur un "plateau" pendant ce laps de temps avant de chuter vers la phase (IV).

Dans le cas présent, bidimensionnel, **les maxima d'amplitudes des ondes plasmas, sonores et de Langmuir, ne semblent pas correspondre à ce que nous avons appelé la "cavitation"**.

En effet, à $t = 50000\omega_0^{-1}$, le spectre de Fourier de ces ondes s'est élargi et montre que de nombreux modes LDI sont présents; on peut comptabiliser au moins 5 cascades (figure 6.11 (D)) et on remarque que le transfert de modes s'est arrêté autour de $|K| = k_{s1} - 6k^* \sim 1.7\frac{\omega_0}{c}$ pour l'onde sonore sans que le spectre se soit rempli vers des modes à K_x petits comme cela fut le cas pour un plasma monodimensionnel (section 4.4.2). De plus, on remarque aussi que la composante à $|K| = k_L \sim 1.55\frac{\omega_0}{c}$ est dominante pour l'onde de Langmuir et que les autres composantes associées aux ondes de Langmuir L+ (allant vers l'avant) (figure 6.11 (C)) et L- (allant vers l'arrière) (figure 6.11 (D)) forment un ensemble de niveau énergétique moyen équivalent.

On note aussi un "plateau" de réflectivité durant la phase (III) sur un intervalle de temps de l'ordre de $\Delta t_{2D} \sim 13000\omega_0^{-1}$ (figure 6.5).

En suivant le calcul du cas monodimensionnel, la chute de réflectivité devrait se produire au bout de $\Delta t_{1D} = \frac{L_x - 200}{v_{gL}} \sim 26666\omega_0^{-1}$. On a donc $\Delta t_{1D} \simeq 2\Delta t_{2D}$, et il semblerait alors que *le processus de saturation bidimensionnel se produise essentiellement dans la première moitié du plasma.*

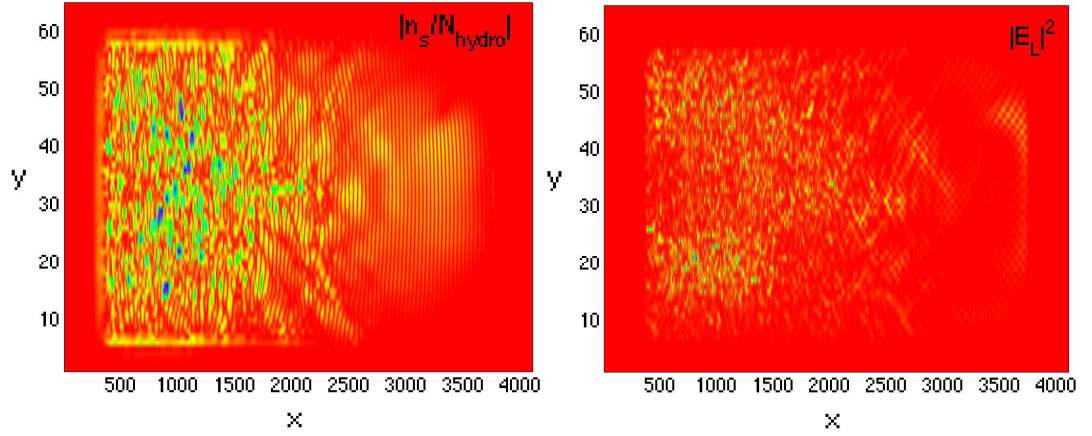


FIG. 6.10.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde sonore avec $\left| \frac{n_s}{N_{hydro}} \right|_{moy} = 0.09$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 1.5$ (D) dans tout le plasma à $t = 50000\omega_0^{-1}$

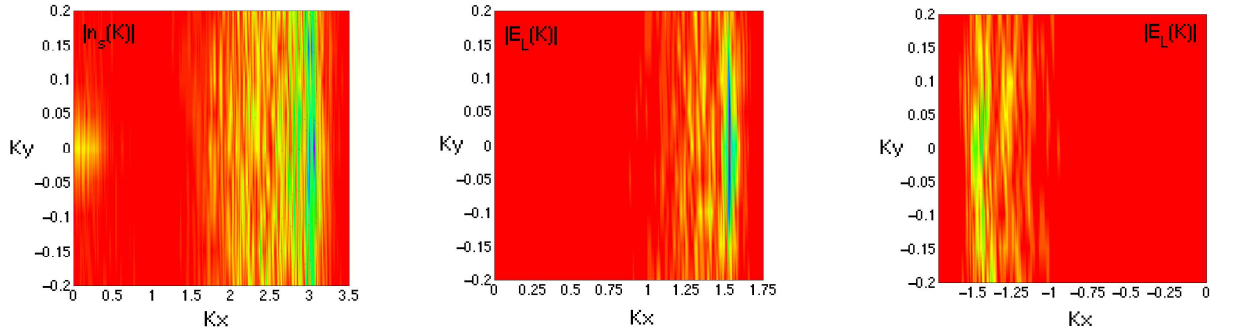


FIG. 6.11.: *cascade LDI* : spectre de l'onde sonore (G), de l'onde de Langmuir pour $K_x > 0$ (C) et de l'onde de Langmuir pour $K_x < 0$ (D) à $t = 50000\omega_0^{-1}$

A $t = 100000\omega_0^{-1}$, l'onde sonore devient moins uniforme dans sa distribution transversale puisque des pics de fluctuations se sont localisés autour d'oscillations moyennes à $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} \sim 0.12$ (figure 6.13 (G)) et l'onde de Langmuir s'est striée sous l'effet de la saturation (figure 6.13 (D)). L'onde rétrodiffusée s'est en conséquence complètement dissymétrisée transversalement avec un niveau maximal d'amplitude $|E_R|_{max} \sim 0.3$ (figure 6.12 (D)). .

Enfin, étant donné la non présence apparente durant la phase (IV) de structures cavitées, la loi d'échelle 4.10 devrait normalement convenir.

L'application numérique avec les paramètres de cette section donne un niveau de réflectivité prédit tel que $R \sim 0.08$. En prenant une valeur moyenne de la réflectivité obtenue numériquement entre $t = 50000\omega_0^{-1}$ et $t = 100000\omega_0^{-1}$, on obtient $R \sim 0.055$ (figure 6.5), ce qui correspond à moins d'un facteur 2 de différence avec la loi 4.10.

On retrouve donc les conclusions du premier chapitre concernant le domaine d'applicabilité de la prédiction analytique 4.10, à savoir qu'elle est correcte lorsque la saturation de l'instabilité Raman n'est pas associée à la formation de cavitons.

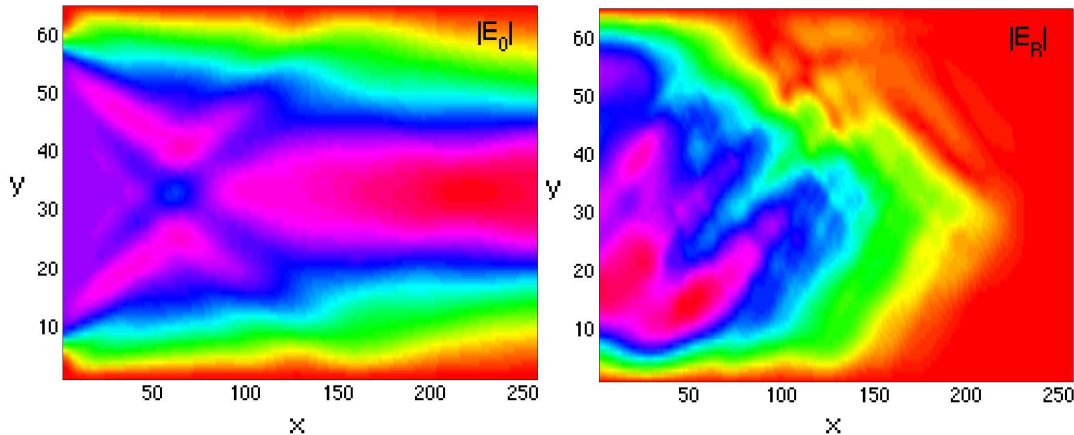


FIG. 6.12.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.3$ (D) dans tout le plasma à $t = 100000\omega_0^{-1}$

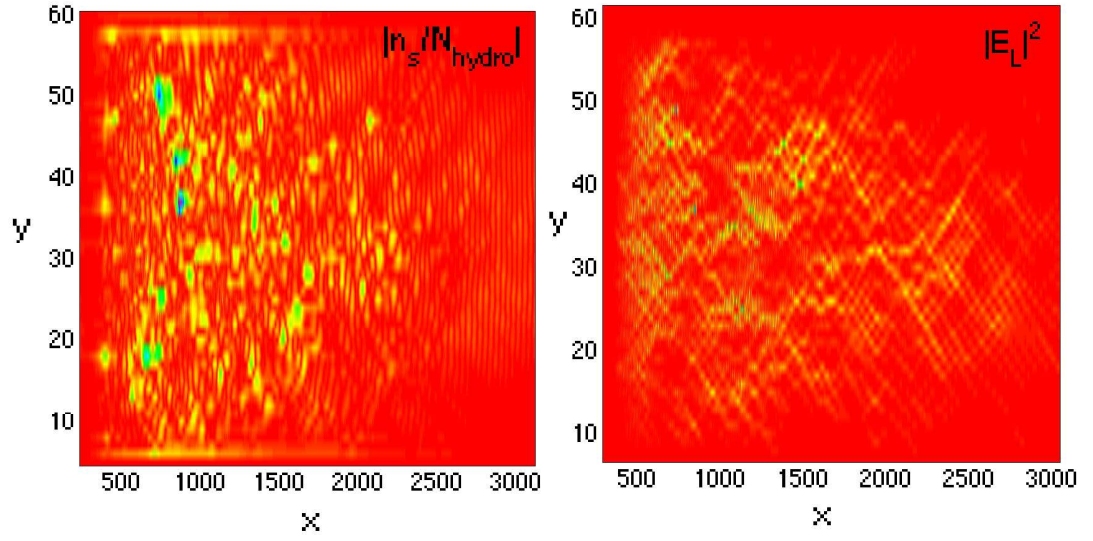


FIG. 6.13.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde sonore avec $\left| \frac{n_s}{N_{hydro}} \right|_{moy} = 0.12$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 1.5$ (D) sur $L_x = [0 : 732] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [0 : 3000]$ sur le maillage), $L_y = [0 : 128] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [0 : 64]$ sur le maillage) à $t = 100000\omega_0^{-1}$

6.3. Plasma homogène : faisceau laser monospeckle

Dans cette partie, le plasma a pour dimension $L_x = [0 : 1000] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [0 : 256]$ sur le maillage pour les ondes électromagnétiques et $L_x = [0 : 4096]$ sur le maillage pour les ondes plasmas), $L_y = [0 : 256] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [0 : 128]$ sur le maillage pour toutes les ondes).

6.3.1. SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 256 \frac{c}{\omega_0}$

Nous présentons l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée et de Langmuir sur différents temps.

Les paramètres physiques choisis pour les simulations numériques présentées sont les suivants :

- * $I\lambda^2 = 3.5 \times 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$, $f_{\#} = 3$, $L_r = 312 \frac{c}{\omega_0}$, $\bar{P}_{2D} = 1$
- * $T_e = 1 KeV$, $Z = 1$, $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$
- * $N_{hydro}(x) = N_{e,ref} = 0.1 n_c$
- * $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 256 \frac{c}{\omega_0}$, $L_c = 59 \frac{c}{\omega_0}$ (donc $L_x > L_c \Rightarrow$ système instable)
- * $T = [0 : 80000] \omega_0^{-1}$
- * $k_0 = 0.95 \frac{\omega_0}{c}$, $k_R = 0.6 \frac{\omega_0}{c}$, $k_L = 1.55 \frac{\omega_0}{c}$
- * $k_L \lambda_{De} = 0.22$, $\nu_t \sim 4 \times 10^{-7} \omega_0$, $\nu_{cL} \sim 3.4 \times 10^{-4} \omega_0$
- * $v_{g0} = 0.95c$, $v_{gR} = 0.88c$, $v_{gL} = 0.03c$, $v_{the} = 0.044c$, $c_s = 0.0012c$
- * $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 3 \times 10^{11} W \mu m^2 / cm^2$ (donc $I\lambda^2 > (I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \Rightarrow$ SRS est de nature absolue), $\gamma_{abs} = 1.53 \times 10^{-3} \omega_0$

L'onde laser correspond à un faisceau monospeckle focalisé au centre du plasma. En l'absence d'effet non-linéaire, le point chaud d'intensité $I = 3.5 \times 10^{14} W / cm^2$ a une demie largeur au centre $a_0 = 25 \frac{c}{\omega_0}$ ($a_0 = 12.5$ sur le maillage), d'après la convention de la partie 6.1.

En présence d'effets non-linéaires, donc durant la croissance de l'instabilité Raman, on remarque, à $t = 10000 \omega_0^{-1}$, que l'intensité au centre du speckle a chuté à cause de la déplétion de l'onde incidente, de sorte que le maximum initial (au point de focalisation) s'est scindé en deux (figure 6.14) de par et d'autre du plan de focalisation.

La croissance de l'onde rétrodiffusée s'effectue en suivant la structure du faisceau Gaussien incident, ce qui explique sa forme en V dont la largeur est celle d'entrée du laser (figure 6.15 (G) avec $|E_R|_{max} = 0.6$).

Par conséquent, l'onde de Langmuir suit également cette forme et se développe avec une amplitude maximale $|E_L|_{max}^2 = 1.3$ à l'entrée du plasma (figure 6.15 (D)) et de façon équirépartie par rapport à l'axe médian $y = 124 \frac{c}{\omega_0}$ ($y = 62$ sur le maillage), avec

une largeur associée à celle du lobe où la rétrodiffusion est maximum.

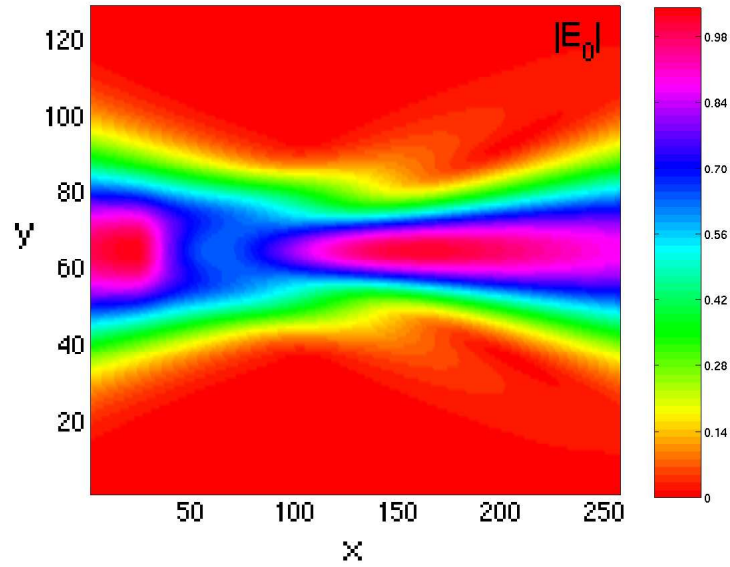


FIG. 6.14.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde incidente dans tout le plasma
à $t = 10000\omega_0^{-1}$

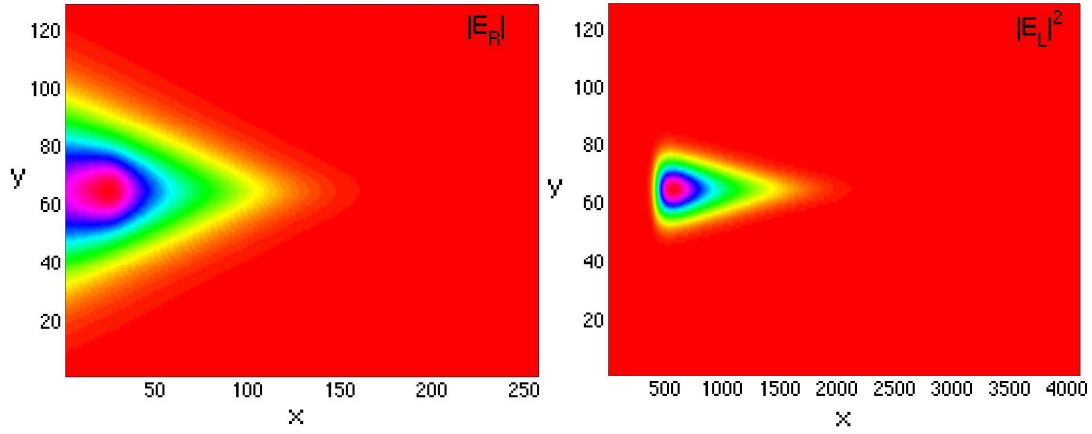


FIG. 6.15.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.6$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{max}^2 = 1.3$ (D) dans tout le plasma à $t = 10000\omega_0^{-1}$

Sur un intervalle de temps de $20000\omega_0^{-1}$, à $t = 30000\omega_0^{-1}$, l'onde rétrodiffusée ainsi que l'onde de Langmuir se sont amplifiées en se contractant sur leur lobe respectif associé aux plus fortes amplitudes, comme on le remarque sur les figures 6.16 (C) et (D) ; ce qui a pour effet de dépléter fortement l'onde laser sur la longueur du front de l'onde de Langmuir autour de ses isolignes aux amplitudes moyennes $|E_L|_{moy}^2 = 1.5$ (voir la similitude de la forme en V du domaine d'amplitude de couleur bleu clair pour l'onde de Langmuir et la forme prise par l'onde laser sur la zone $L_x = [200 : 366] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [51 : 94]$ pour l'onde laser et $L_x = [819 : 1500]$ pour l'onde de Langmuir, sur le maillage), $L_y = [100 : 140] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [50 : 70]$ pour l'onde laser et l'onde de Langmuir, sur le maillage)).

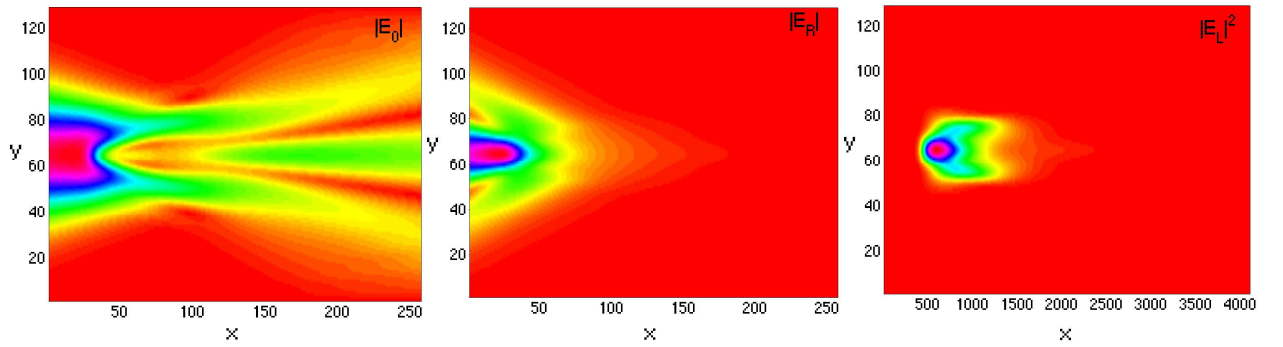


FIG. 6.16.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde incidente (G), onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.9$ (C) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{max}^2 = 3.5$ (D) dans tout le plasma à $t = 30000\omega_0^{-1}$

A $t = 80000\omega_0^{-1}$, le lobe central de l'onde rétrodiffusée s'est élargi avec une amplification qui a diminué sous cet effet puisque $|E_R|_{max} = 0.6$ (figure 6.17 (C)) et le lobe d'amplitude maximale de l'onde de Langmuir a repris une forme en cône, avec $|E_L|_{max}^2 = 3$ (figure 6.17 (D)).

Au final, on obtient une rétrodiffusion Raman telle que $R \sim 60\%$ (figure 6.18).

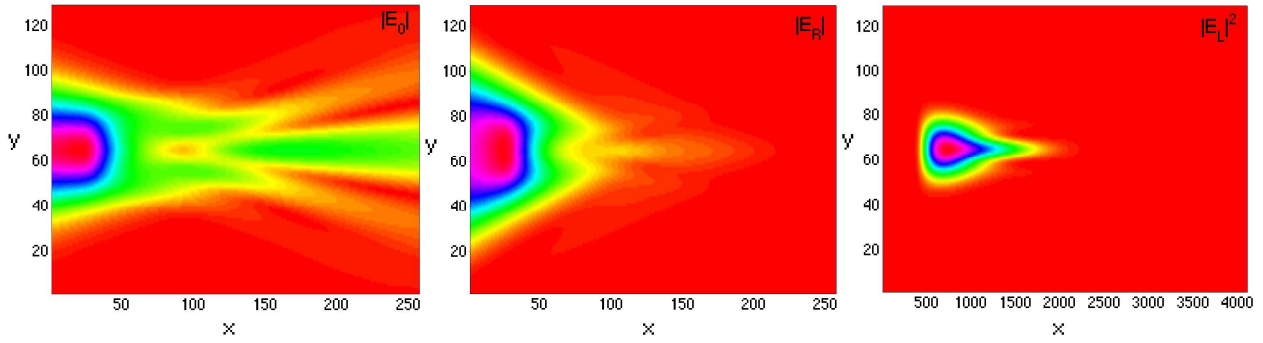


FIG. 6.17.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde incidente (G), onde rétro-diffusée avec $|E_R|_{max} = 0.6$ (C) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{max}^2 = 3$ (D) dans tout le plasma à $t = 80000\omega_0^{-1}$

6.3.2. Onde laser Gaussienne : saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et

$$L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}, L_y = 256 \frac{c}{\omega_0}$$

Nous présentons maintenant l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée, de Langmuir et sonore pour différents temps [25].

* **Cas étudié** : semblable au cas précédent avec $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$

$$* I\lambda^2 = 3.5 \times 10^{14} W \mu m^2 / cm^2, f_{\#} = 3, L_r = 312 \frac{c}{\omega_0}, \bar{P}_{2D} = 1$$

$$* T_e = 1 KeV, Z = 1, \frac{ZT_e}{T_i} = 10$$

$$* N_{hydro}(x) = N_{e,ref} = 0.1 n_c$$

$$* L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}, L_y = 256 \frac{c}{\omega_0}, L_c = 59 \frac{c}{\omega_0} \text{ (donc } L_x > L_c \Rightarrow \text{ système instable)}$$

$$* T = [0 : 80000] \omega_0^{-1}$$

$$* k_0 = 0.95 \frac{\omega_0}{c}, k_R = 0.6 \frac{\omega_0}{c}, k_L = 1.55 \frac{\omega_0}{c}$$

$$* k_L \lambda_{De} = 0.22, \nu_t \sim 4 \times 10^{-7} \omega_0, \nu_{cL} \sim 3.4 \times 10^{-4} \omega_0, \frac{\nu_s}{\omega_s} = 0.04$$

$$* v_{g0} = 0.95c, v_{gR} = 0.88c, v_{gL} = 0.03c, v_{the} = 0.044c, c_s = 0.0012c$$

$$* (I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 3 \times 10^{11} W \mu m^2 / cm^2 \text{ (donc } I\lambda^2 > (I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \Rightarrow \text{ SRS est de nature absolue), } \gamma_{abs} = 1.53 \times 10^{-3} \omega_0$$

La figure 6.18 donnant la réflectivité Raman en fonction du temps montre, tout comme dans le cas précédent, quatre phases :

* (I) : phase de croissance linéaire de SRS jusqu'à $t \sim 10000 \omega_0^{-1}$

* (II) : première phase de saturation non-linéaire de $t = 10000 \omega_0^{-1}$ à $t = 13000 \omega_0^{-1}$ avec un *pic* de réflectivité caractéristique

* (III) : deuxième phase de saturation non-linéaire de $t = 13000 \omega_0^{-1}$ à $t = 32500 \omega_0^{-1}$ avec un "plateau" puis un régime transitoire conduisant à une chute de réflectivité

* (IV) : phase de saturation finale avec un deuxième "plateau" de $t = 32500 \omega_0^{-1}$ à $t = 80000 \omega_0^{-1}$

A $t = 11500 \omega_0^{-1}$, très peu de temps après le premier pic caractéristique de réflectivité (figure 6.18), une onde sonore s'est formée et s'est localisée au niveau du lobe de l'onde de Langmuir où les amplitudes de $|E_L|^2$ sont les plus élevées, sur le domaine $L_x = [100 : 200] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [410 : 819]$ sur le maillage), $L_y = [115 : 145] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [57 : 72]$ sur le maillage, cf. figure 6.15 (D) à $t = 10000 \omega_0^{-1}$, fin de phase (I) et avant le déclenchement de l'instabilité LDI).

Par instabilité LDI, cette onde de Langmuir (figure 6.19 (D)) est saturée en un ensemble de deux paquets d'ondes bien séparés et oscillants. Par couplage, l'onde sonore est également formée de deux paquets d'ondes qui oscillent autour d'une valeur moyenne de fluctuation ionique $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} \sim 0.095$ (figure 6.19 (G)).

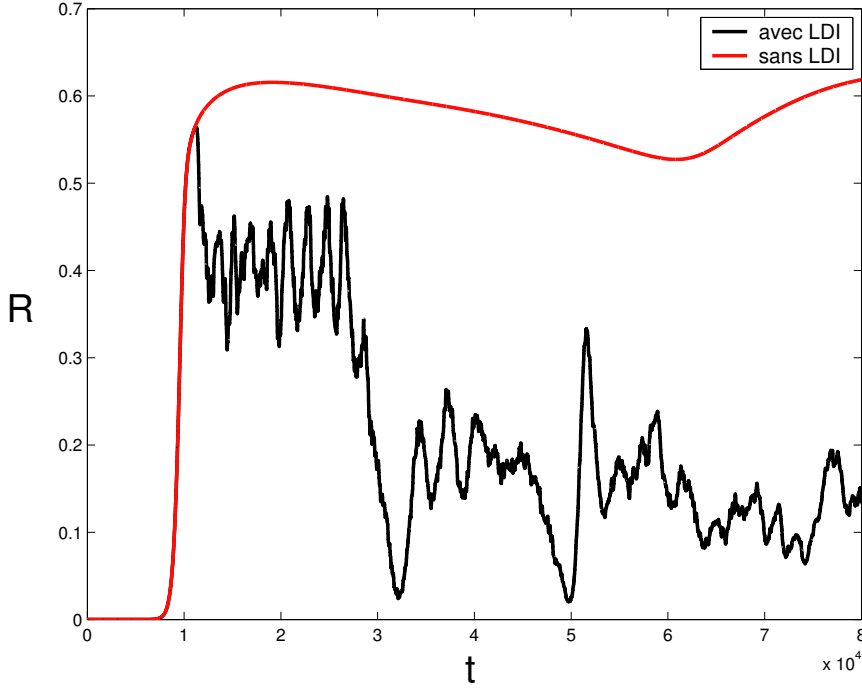


FIG. 6.18.: réflectivités en fonction du temps pour $T = [0 : 80000]\omega_0^{-1}$ avec et sans couplage au LDI

L'onde incidente est quant à elle, à cet instant de début de saturation non-linéaire, destructurée en son axe de convergence (pour $L_x \geq 500 \frac{c}{\omega_0}$, $L_x \geq 128$ sur le maillage) à cause de la localisation de l'onde de Langmuir à l'entrée du plasma. Mais la rupture, sous l'effet de la dynamique ionique, du lobe d'intensité maximale de l'onde de Langmuir générée par l'instabilité Raman seule entraîne une déplétion moindre sur l'axe transverse médian (par rapport au cas où on néglige l'instabilité LDI), où l'on peut remarquer la présence d'un speckle dont l'intensité est proche du maximum (couleur bleu foncé sur $L_x = [500 : 900] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [128 : 230]$ sur le maillage), autour de $y = 128 \frac{c}{\omega_0}$ ($y = 64$ sur le maillage), figure 6.20 (G)).

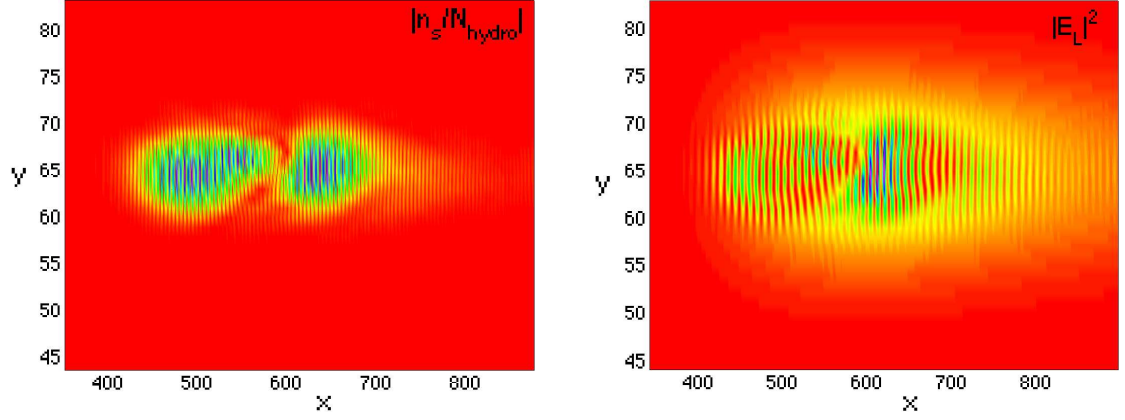


FIG. 6.19.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde sonore avec $\left| \frac{n_s}{N_{hydro}} \right|_{moy} = 0.095$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 3$ (D) sur $L_x = [85 : 214] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [350 : 875]$ sur le maillage), $L_y = [86 : 166] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [43 : 83]$ sur le maillage) à $t = 11500\omega_0^{-1}$

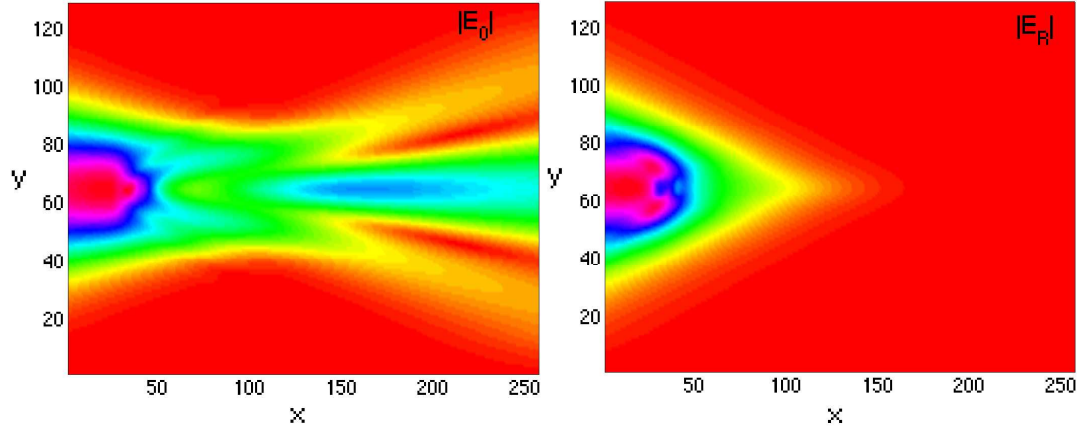


FIG. 6.20.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.6$ (D) dans tout le plasma à $t = 11500\omega_0^{-1}$

A $t = 15500\omega_0^{-1}$, l'onde de Langmuir continue, dans sa propagation, à être saturée par l'onde sonore. On note une étendue spatiale des fluctuations ioniques suivant l'axe transverse, avec un niveau moyen assez élevé $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} = 0.4$ (figure 6.21 (G)), ce qui indique une turbulence d'ensemble des ondes de Langmuir générées par l'instabilité LDI avec des oscillations piquées localement, dans le domaine où le LDI est le plus actif, et $|E_L|_{moy}^2 = 6$ (figure 6.21 (D)).

Le spectre de Fourier des ondes sonores et de Langmuir montre néanmoins que cette turbulence n'est due qu'à l'instabilité LDI seule puisqu'il est possible de distinguer au moins trois cascades sans qu'il y ait de transfert de nombres d'ondes au-delà de $|K| = k_L - 3k^*$ (figure 6.22 (G)) pour les ondes de Langmuir et $|K| = 2k_L - 5k^*$ pour les ondes sonores (figure 6.22 (D)).

La forme en cône ou en V prise par les ondes plasmas signifie que, par saturation LDI, le faisceau incident Gaussien ne se déplete pas ou très peu le long de l'axe longitudinal de propagation et converge en son point focal sans dispersion de côté, comme le montre la figure 6.23 (G).

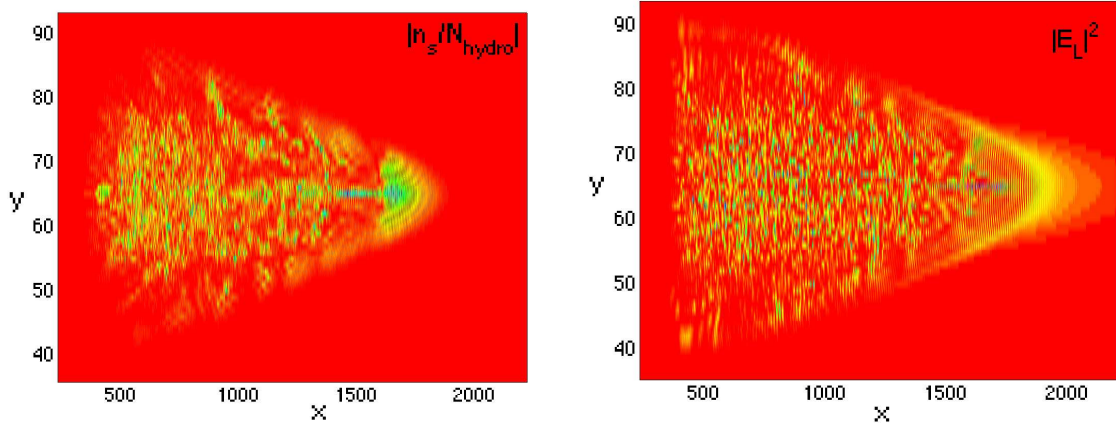


FIG. 6.21.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde sonore avec $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} = 0.4$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 6$ (D) sur $L_x = [61 : 549]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [250 : 2250]$ sur le maillage), $L_y = [70 : 184]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [35 : 92]$ sur le maillage) à $t = 15500\omega_0^{-1}$

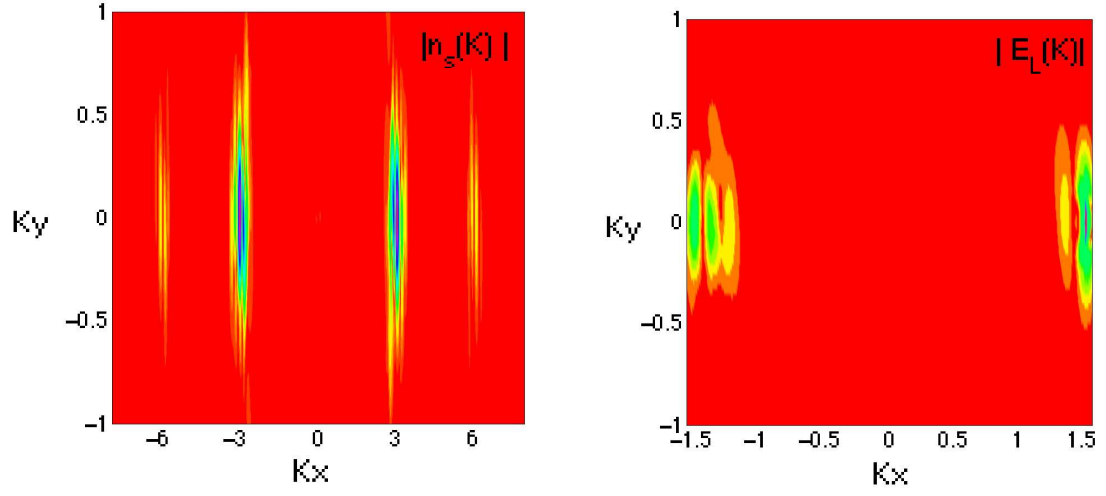


FIG. 6.22.: *cascade LDI* : spectre de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 15500\omega_0^{-1}$

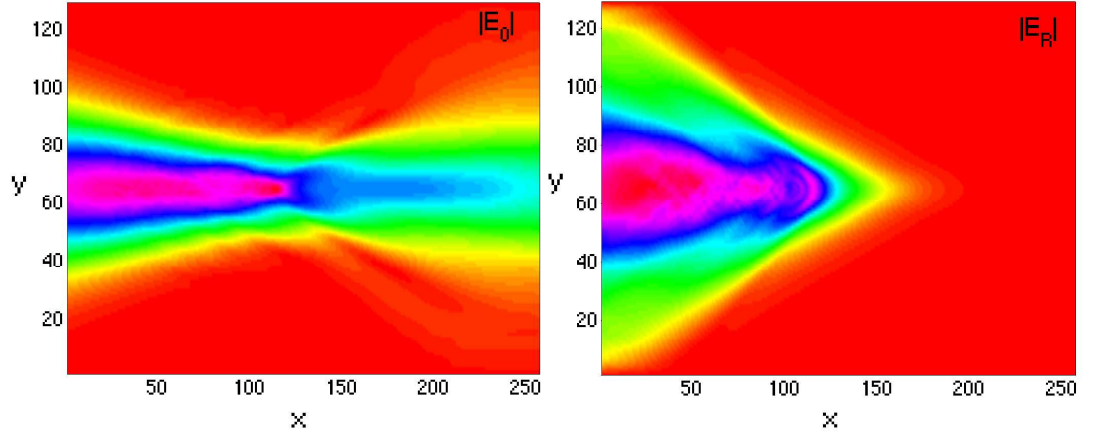


FIG. 6.23.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.6$ (D) dans tout le plasma à $t = 15500\omega_0^{-1}$

Au temps $t = 80000\omega_0^{-1}$, pendant la phase (IV) où la réflectivité a atteint un niveau asymptotique établi mais oscillant autour d'une valeur moyenne $R \sim 15\%$, les figures 6.24 (G) et (D) montrent que **les couplages successifs, par LDI, entre les ondes sonores et les ondes de Langmuir ont conduit à des recouvrements localisés qui sont provoqués par une turbulence d'ensemble de ces ondes et qui mènent à des structures cavitées** (caractérisées par des creux de densité ionique en correspondance avec des maxima piqués du champ de Langmuir, $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{max} \sim 0.6$ et $|E_L|_{max}^2 \sim 8$, soit $|\frac{n_L}{N_{hydro}}|_{max}^2 = 0.08$).

Les spectres de Fourier de ces ondes indiquent, tout comme nous l'avons observé lors du premier chapitre dans le cadre d'un plasma monodimensionnel, un transfert de modes vers des petits nombres d'ondes longitudinaux K_x .

Effectivement, sur l'axe K_x , on retrouve sur les figures 6.25 (G) et (D) (associées aux ondes sonores et de Langmuir respectivement), en plus des modes résonnants pour le LDI, un élargissement spectral composé de modes excités par la formation de cavitons. On observe aussi que les premiers modes générés par l'instabilité LDI se sont enrichis de composantes à large $|K_y|$, cette diffusion transversale des modes étant d'autant plus réduite que $|K_x|$ est faible.

Sur le spectre des ondes de Langmuir (figure 6.25 (D)), on voit par exemple que la formation de l'arc de cercle des modes à $|K| = k_L$ permet le couplage à K_x fixé de deux ondes de Langmuir à des K_y de signes opposés mais égaux en valeur absolue, ce qui explique la présence de modes sonores à $K_x = 0$ et $|K_y| > 0.5$ (figure 6.25 (G)).

En conclusion, le LDI suivi de la formation de cavitons, formant ce qu'on peut appeler le "LDI-cavité" s'avère efficace dans la saturation de l'instabilité Raman puisque la réflectivité a diminué d'un facteur 4 ($R \sim 15\%$) par rapport au cas où SRS est découplé du LDI. La faible déplétion de l'onde incidente est la preuve de l'efficacité de ce mécanisme puisque le faisceau Gaussien imposé à l'entrée du plasma n'est pratiquement plus perturbé par l'onde de Langmuir générée par l'instabilité Raman et la structure du point chaud dans le plan de focalisation au centre du plasma reste intacte avec une intensité maximale $I = 3.5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ (figure 6.26 (G)); l'onde rétrodiffusée peut ainsi s'amplifier sur une distance plus grande (le double qu'à $t = 11500\omega_0^{-1}$, au début de la saturation) mais avec un niveau maximal suivant l'axe médian faible $|E_R|_{max} \sim 0.25$ (figure 6.26 (D)).

Les travaux de référence concernant la saturation non-linéaire de l'instabilité Raman suivant une modélisation de type "fluide", en plasma bidimensionnel, ont été réalisées par l'équipe du Los Alamos National Laboratory (Russel et al. [25]). Ils ont considéré un faisceau monospeckle ($f_\# = 4$) pour $k_L \lambda_{De} = 0.12$ et $k_L \lambda_{De} = 0.22$ avec un éclairage laser $I \lambda^2 \sim 10^{14} \text{W} \mu\text{m}^2 / \text{cm}^2$. Les longueurs longitudinales et transversales qu'ils

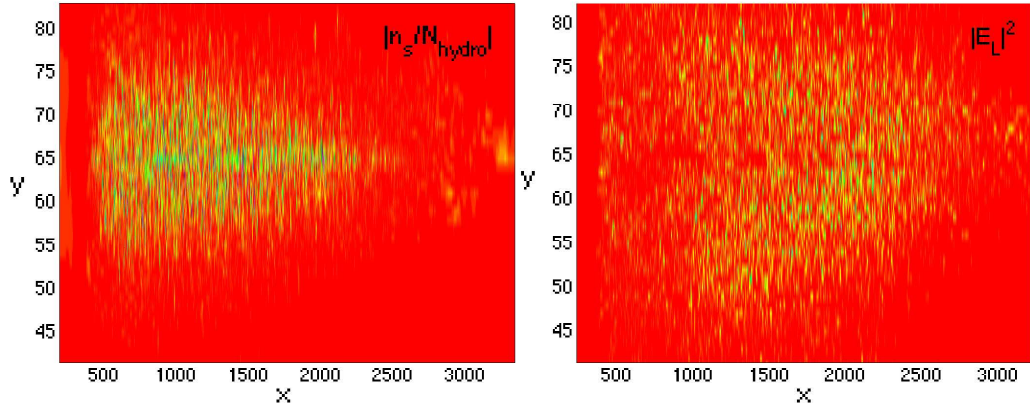


FIG. 6.24.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde sonore avec $\left| \frac{n_s}{N_{hydro}} \right|_{moy} = 0.3$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 4$ (D) sur $L_x = [61 : 781] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [250 : 3200]$ sur le maillage), $L_y = [84 : 166] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [42 : 83]$ sur le maillage) à $t = 80000\omega_0^{-1}$

ont choisies sont sensiblement équivalentes à celles du cas présenté dans ce manuscrit.

Pour $k_L \lambda_{De} = 0.12$, ils ont constaté la présence de la cavitation (ou "collapse" en leur terme) dont la signature est un spectre, **intégré en temps**, très large.

Au contraire, pour $k_L \lambda_{De} = 0.22$, ils ne remarquaient que l'effet de l'instabilité LDI dans le processus de saturation nonlinéaire du Raman, avec des composantes spectrales en nombre d'onde K bien définies suivant les conditions de résonance de l'instabilité LDI, et sans transfert à petits K .

En ce qui nous concerne, nous remarquons la présence de structures cavitées à $k_L \lambda_{De} = 0.22$, notamment au regard des spectres des ondes sonores et de Langmuir qui sont **dans notre cas non intégrés en temps** ; ce qui constitue une différence avec le diagnostic de Russel et al. puisque dans leur cas, les effets non-linéaires du type cavitation sont lissés si ils ne dominent pas le processus global de saturation. Les figures 6.25 (G) et (D) montrent que les composantes spectrales générées par l'élargissement spectral ne semblent pas dominer (cf. l'intensité des couleurs) les composantes générées par LDI. Néanmoins, ces composantes supplémentaires (proches de $Kx = 0$) dues à la cavitation sont bien présentes et peuvent, comme on l'a vu en espace monodimensionnel, bouleverser la saturation nonlinéaire du Raman.

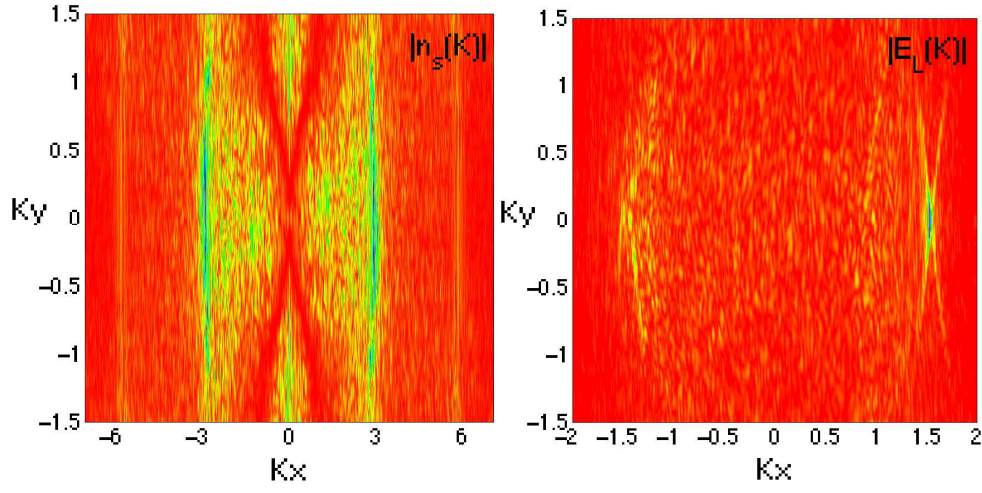


FIG. 6.25.: *cascade LDI* : spectre de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 80000\omega_0^{-1}$

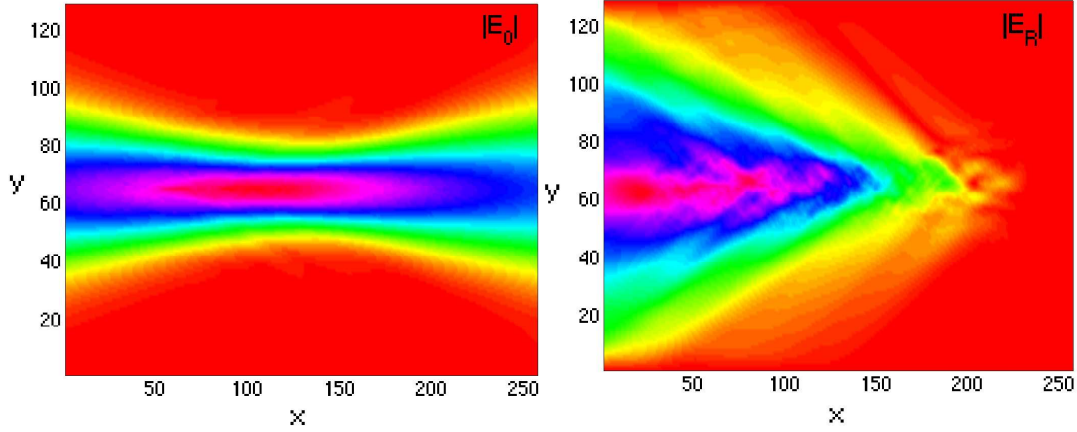


FIG. 6.26.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.25$ (D) dans tout le plasma à $t = 80000\omega_0^{-1}$

6.4. Plasma homogène : faisceau laser RPP

Dans cette partie, le plasma a pour dimension $L_x = [0 : 1000]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [0 : 256]$ sur le maillage pour les ondes électromagnétiques et $L_x = [0 : 4096]$ sur le maillage pour les ondes plasmas), $L_y = [0 : 512]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [0 : 256]$ sur le maillage pour toutes les ondes).

6.4.1. SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques dans le cas $k_L\lambda_{De} = 0.22$ et $L_x = 1000\frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 512\frac{c}{\omega_0}$

Nous présentons l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée et de Langmuir sur différents temps.

Les paramètres physiques choisis pour les simulations numériques présentées sont les suivants :

- * $I\lambda^2 = 10^{14}W\mu m^2/cm^2$, $f_{\sharp} = 2.5$, $L_r = 112\frac{c}{\omega_0}$, $\bar{P}_{2D} = 0.25$ (pour le speckle le plus intense)
- * $T_e = 1KeV$, $Z = 1$, $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$
- * $N_{hydro}(x) = N_{e,ref} = 0.1n_c$
- * $L_x = 1000\frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 512\frac{c}{\omega_0}$, $L_c = 110\frac{c}{\omega_0}$ (donc $L_x > L_c \Rightarrow$ système instable)
- * $T = [0 : 75000]\omega_0^{-1}$
- * $k_0 = 0.95\frac{\omega_0}{c}$, $k_R = 0.6\frac{\omega_0}{c}$, $k_L = 1.55\frac{\omega_0}{c}$
- * $k_L\lambda_{De} = 0.22$, $\nu_t \sim 4 \times 10^{-7}\omega_0$, $\nu_{cL} \sim 3.4 \times 10^{-4}\omega_0$
- * $v_{g0} = 0.95c$, $v_{gR} = 0.88c$, $v_{gL} = 0.03c$, $v_{the} = 0.044c$, $c_s = 0.0012c$
- * $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 3 \times 10^{11}W\mu m^2/cm^2$ (donc $I\lambda^2 > (I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \Rightarrow$ SRS est de nature absolue), $\gamma_{abs} = 0.82 \times 10^{-3}\omega_0$

On peut dénombrer, à $t = 17500\omega_0^{-1}$, une vingtaine de speckles dans le faisceau RPP incident ; les quatre points chauds les plus intenses et significatifs sont situés à l'entrée du plasma pour $y \geq 256\frac{c}{\omega_0}$ ($y \geq 128$ sur le maillage) avec une intensité deux fois supérieure à l'intensité moyenne de l'ensemble des speckles (figure 6.27). La figure 6.28 (D) montre clairement que l'onde de Langmuir se développe sur des modes absolus en $x \sim 200\frac{c}{\omega_0}$ ($x \sim 819$ sur le maillage), au niveau de ces quatres speckles intenses et avec une amplitude maximum élevée, telle que $|E_L|_{max}^2 \simeq 35$, soit $|\frac{n_L}{N_{hydro}}|_{max}^2 \sim 0.126$.

Cela conduit à une distribution perturbée de l'onde laser avec une rupture de la symétrie Gaussienne des speckles causée par une forte déplétion dans le domaine $y \geq 256\frac{c}{\omega_0}$ ($y \geq 128$ sur le maillage) où l'onde de Langmuir est présente. Par conséquent, l'onde rétrodiffusée s'amplifie essentiellement pour $y \geq 256\frac{c}{\omega_0}$ ($y \geq 128$ sur le maillage) et avec des lobes intenses parallèles et concordants avec ceux des ondes incidentes et de Langmuir, et tels que l'amplitude maximale dans les points chauds est $|E_R|_{max} = 2$ (figure 6.28 (G)).

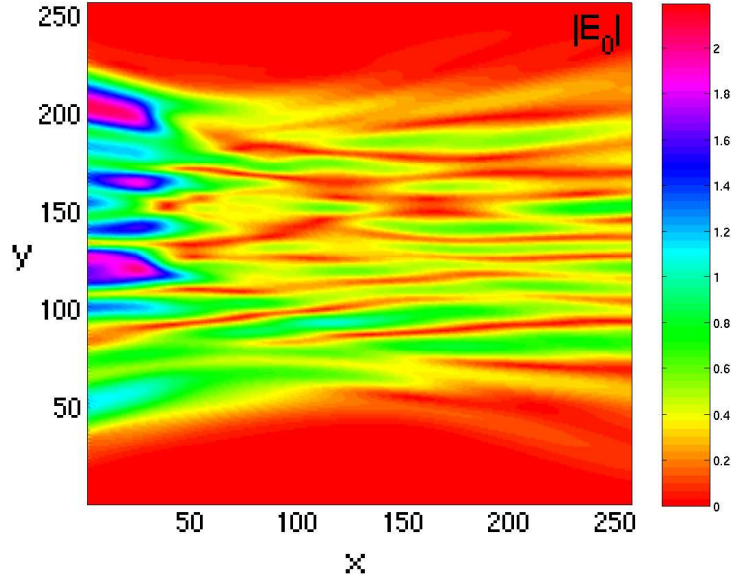


FIG. 6.27.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde incidente dans tout le plasma à $t = 17500\omega_0^{-1}$

Pour les temps suivants, à $t = 35000\omega_0^{-1}$ et $t = 75000\omega_0^{-1}$, les ondes se comportent de la même façon (figures 6.29 et 6.30). On peut noter que la distribution statistique des speckles du faisceau incident permet de nourrir les modes absolus Raman aléatoirement en temps et autorise de ce fait une intensification localisée, dans le centre des speckles, de l'instabilité Raman.

Ainsi, la réflectivité n'atteint pas un état stable et croît légèrement depuis $t = 17500\omega_0^{-1}$, avec un accroissement d'un facteur atteignant 1.15 à $t = 75000\omega_0^{-1}$ où $R \sim 55\%$ (cf. figure 6.31).

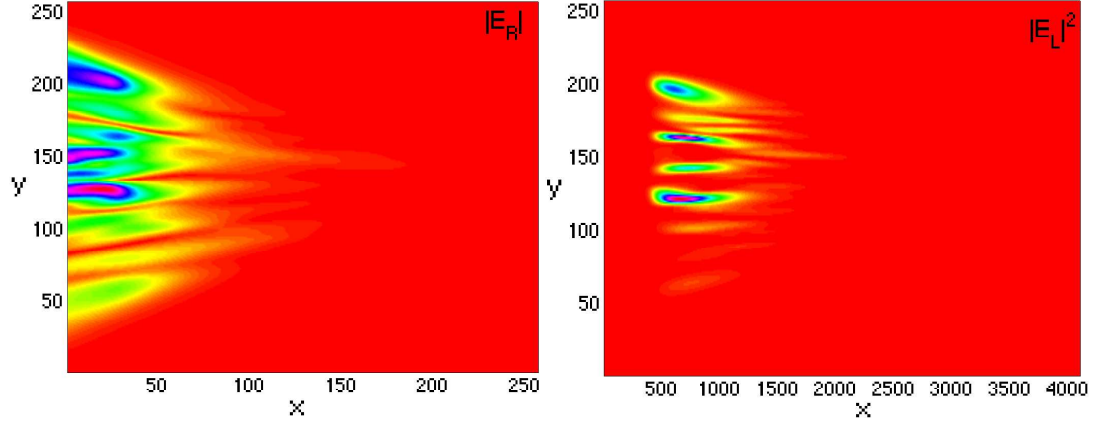


FIG. 6.28.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 2$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{max}^2 = 35$ (D) dans tout le plasma à $t = 17500\omega_0^{-1}$

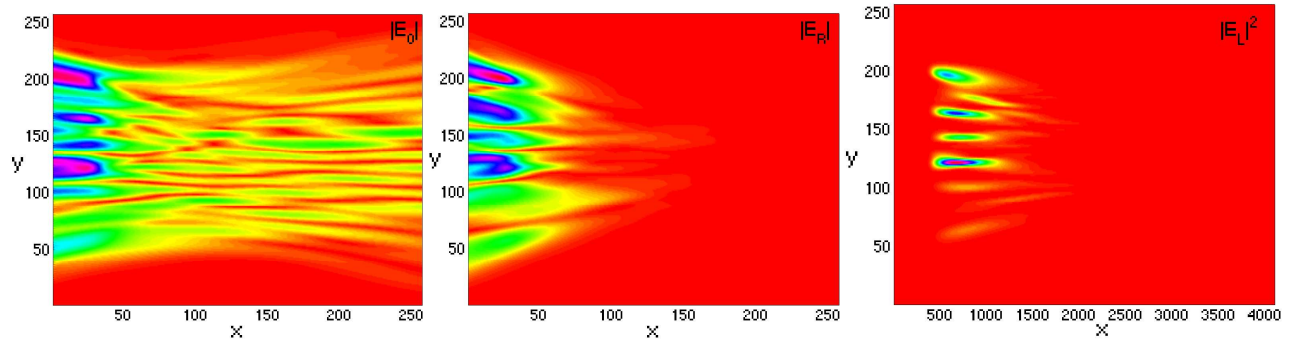


FIG. 6.29.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde incidente (G), onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 2.2$ (C) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{max}^2 = 42$ (D) dans tout le plasma à $t = 35000\omega_0^{-1}$

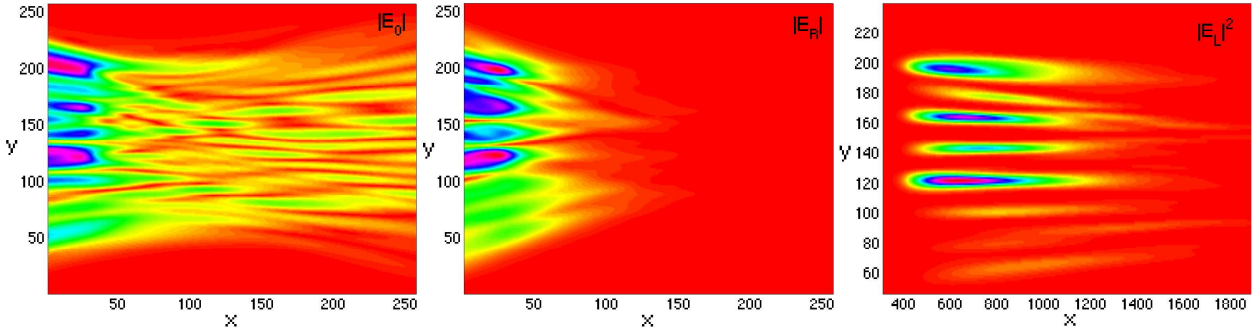


FIG. 6.30.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde incidente (G), onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 2.5$ (C) dans tout le plasma et onde de Langmuir avec $|E_L|_{max}^2 = 45$ (D) sur $L_x = [95 : 464] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [390 : 1900]$ sur le maillage), $L_y = [100 : 460] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [50 : 230]$ sur le maillage) à $t = 75000\omega_0^{-1}$

6.4.2. Onde laser RPP : saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.22$ et $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 512 \frac{c}{\omega_0}$

Nous présentons maintenant l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée, de Langmuir et sonore sur différents temps.

* **Cas étudié** : semblable au cas précédent avec $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$

* $I\lambda^2 = 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$, $f_\# = 2.5$, $L_r = 112 \frac{c}{\omega_0}$, $\bar{P}_{2D} = 0.25$ (pour le speckle le plus intense)

* $T_e = 1 KeV$, $Z = 1$, $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$

* $N_{hydro}(x) = N_{e,ref} = 0.1 n_c$

* $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 512 \frac{c}{\omega_0}$, $L_c = 110 \frac{c}{\omega_0}$ (donc $L_x > L_c \Rightarrow$ système instable)

* $T = [0 : 75000] \omega_0^{-1}$

* $k_0 = 0.95 \frac{\omega_0}{c}$, $k_R = 0.6 \frac{\omega_0}{c}$, $k_L = 1.55 \frac{\omega_0}{c}$

* $k_L \lambda_{De} = 0.22$, $\nu_t \sim 4 \times 10^{-7} \omega_0$, $\nu_{cL} \sim 3.4 \times 10^{-4} \omega_0$, $\frac{\nu_s}{\omega_s} = 0.04$

* $v_{g0} = 0.95c$, $v_{gR} = 0.88c$, $v_{gL} = 0.03c$, $v_{the} = 0.044c$, $c_s = 0.0012c$

* $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 3 \times 10^{11} W \mu m^2 / cm^2$ (donc $I\lambda^2 > (I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \Rightarrow$ SRS est de nature absolue), $\gamma_{abs} = 0.82 \times 10^{-3} \omega_0$

La figure 6.31 donnant la réflectivité Raman en fonction du temps montre à nouveau quatre phases :

* (I) : phase de croissance linéaire de SRS jusqu'à $t \sim 6500 \omega_0^{-1}$

* (II) : première phase de saturation non-linéaire de $t = 6500 \omega_0^{-1}$ à $t = 9000 \omega_0^{-1}$ avec un *pic* de réflectivité caractéristique

* (III) : deuxième phase de saturation non-linéaire de $t = 9000 \omega_0^{-1}$ à $t = 22500 \omega_0^{-1}$ avec un "plateau" puis un régime transitoire conduisant à une chute de réflectivité

* (IV) : phase de saturation finale avec un deuxième "plateau" de $t = 22500 \omega_0^{-1}$ à $t = 75000 \omega_0^{-1}$

Au temps $t = 7000 \omega_0^{-1}$, durant la phase (II) de première saturation et à l'instant du pic de réflectivité, l'onde sonore est formée d'un ensemble de trois paquets d'ondes distincts aux oscillations régulières, de longueur d'onde équivalente à $\frac{\pi}{k_L}$, et telles que $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} = 0.06$ (figure 6.32 (G)). Sa croissance s'est réalisée sur un seul des quatre lobes de Langmuir (figure 6.32 (D)) formés par l'instabilité Raman ; c'est à dire sur celui qui s'est le plus développé et dont l'intensité au centre était maximale sans l'effet du LDI. L'agrandissement de ce lobe (figure 6.32 (C)) montre que les oscillations de Langmuir (à l'intérieur du lobe) d'amplitude moyenne $|E_L|_{moy}^2 = 25$ sont la signature effective de la saturation par la dynamique ionique puisqu'on retrouve également trois zones d'oscil-

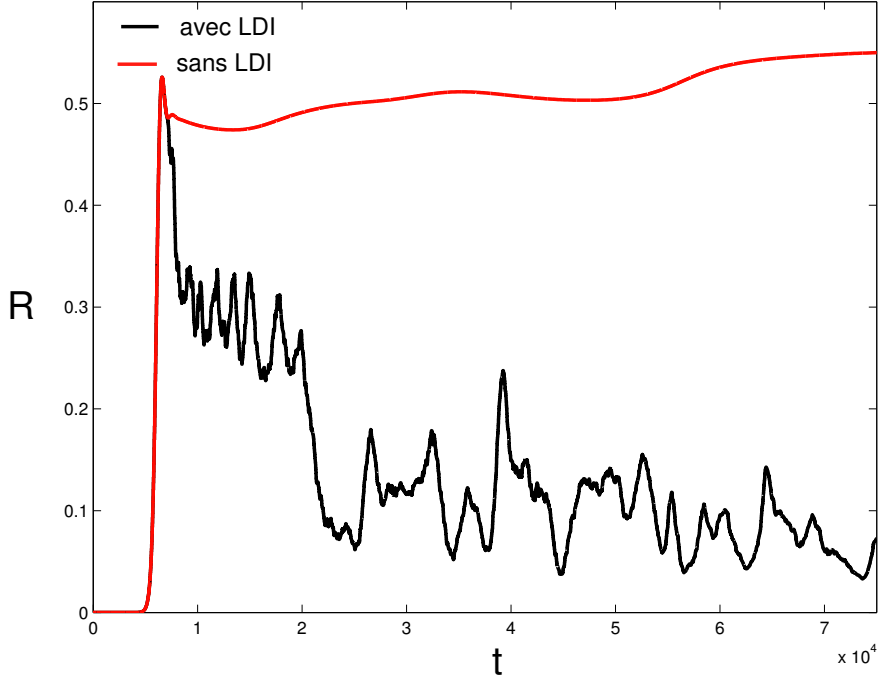


FIG. 6.31.: réflectivités en fonction du temps pour $T = [0 : 75000]\omega_0^{-1}$ avec et sans couplage au LDI

lations acoustiques ioniques (figure 6.32 (G)) dont les amplitudes sont proportionnelles au niveau de $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|$.

Etant donné qu'on est, à cet instant, qu'au début de la saturation non-linéaire de SRS, les amplitudes des ondes de Langmuir et donc de l'onde rétrodiffusée (figure 6.33 (D), avec $|E_R|_{max} = 2$) sont encore élevées, ce qui implique une déplétion de l'onde de pompe dès l'entrée du plasma (figure 6.33 (G)).

Sur un intervalle de temps de $1000\omega_0^{-1}$, à $t = 8000\omega_0^{-1}$, le niveau d'intensité atteint par deux des trois lobes de l'onde de Langmuir qui n'étaient pas précédemment perturbés par les ondes sonores a permis de déclencher l'instabilité LDI et de localiser une onde sonore sur chacun de leur domaine propre d'existence. La figure 6.34 (G) témoigne de cet effet de saturation local puisque la forme prise par les ondes sonores suivant les axes transversaux $y = 244\frac{c}{\omega_0}$ ($y = 122$ sur le maillage), $y = 330\frac{c}{\omega_0}$ ($y = 165$ sur le maillage) et $y = 400\frac{c}{\omega_0}$ ($y = 200$ sur le maillage), reproduit exactement celle des speckles de Langmuir (figure 6.34 (D)), lesquels ont en leur centre des creux d'amplitude là où l'activité sonore est la plus intense (on le voit très bien autour de $y = 244\frac{c}{\omega_0}$ ($y = 122$ sur le maillage) pour $x = [100 : 170]\frac{c}{\omega_0}$ ($x = [409 : 696]$ sur le maillage)).

Remarquons aussi l'aspect en "arêtes" des oscillations prises par les ondes de Langmuir, ces structures ayant déjà été observées dans des simulations cinétiques [40].

Les spectres des ondes sonores et de Langmuir témoignent de la saturation par LDI puisqu'on distingue la présence de modes de Langmuir à $K_x \sim -k_L$ (figure 6.35 (D)) et sonores à $K_x \sim 2k_L$ (figure 6.35 (G)).

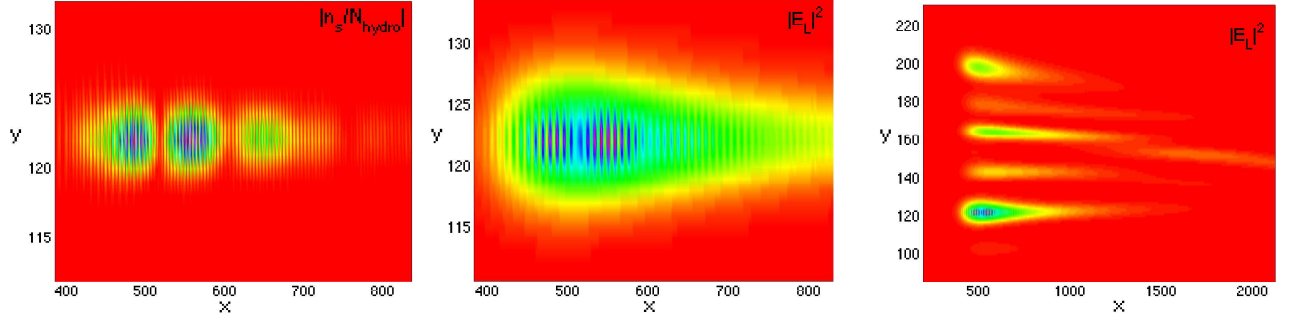


FIG. 6.32.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde sonore avec $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} = 0.06$ (G), onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 25$ (C) sur $L_x = [93 : 201]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [380 : 825]$ sur le maillage), $L_y = [222 : 268]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [111 : 134]$ sur le maillage) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 25$ (D) sur $L_x = [49 : 537]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [200 : 2200]$ sur le maillage), $L_y = [180 : 460]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [90 : 230]$ sur le maillage) à $t = 7000\omega_0^{-1}$

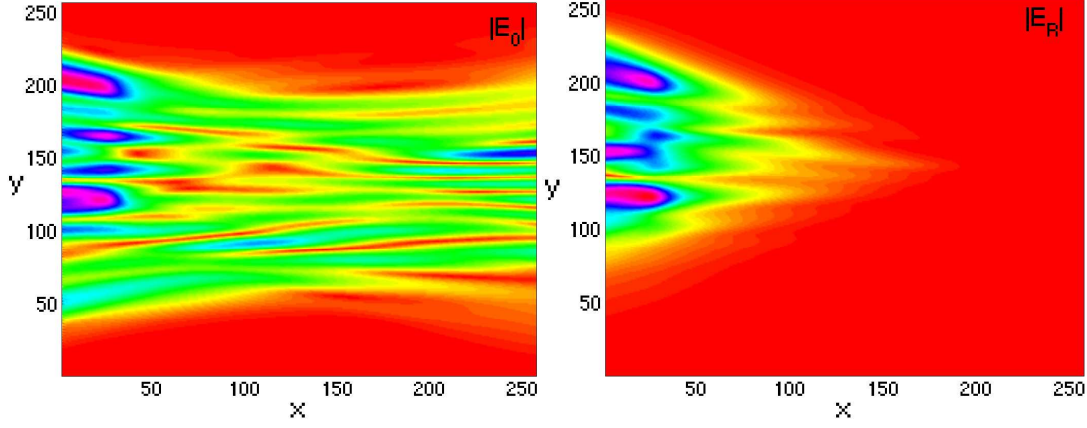


FIG. 6.33.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde incidente avec $|E_0|_{max} = 2.5$ (G) et onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 2$ (D) dans tout le plasma à $t = 7000\omega_0^{-1}$

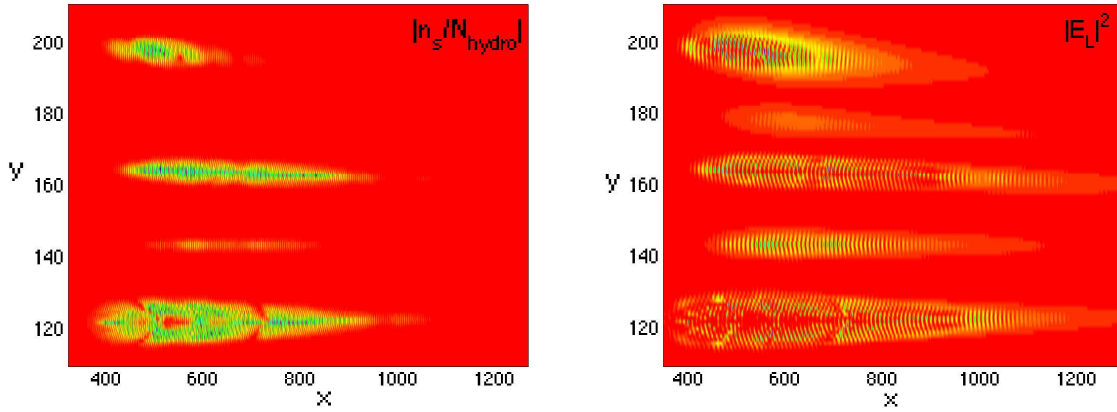


FIG. 6.34.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde sonore avec $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} = 0.6$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 15$ (D) sur $L_x = [85 : 317]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [350 : 1300]$ sur le maillage), $L_y = [220 : 420]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [110 : 210]$ sur le maillage) à $t = 8000\omega_0^{-1}$

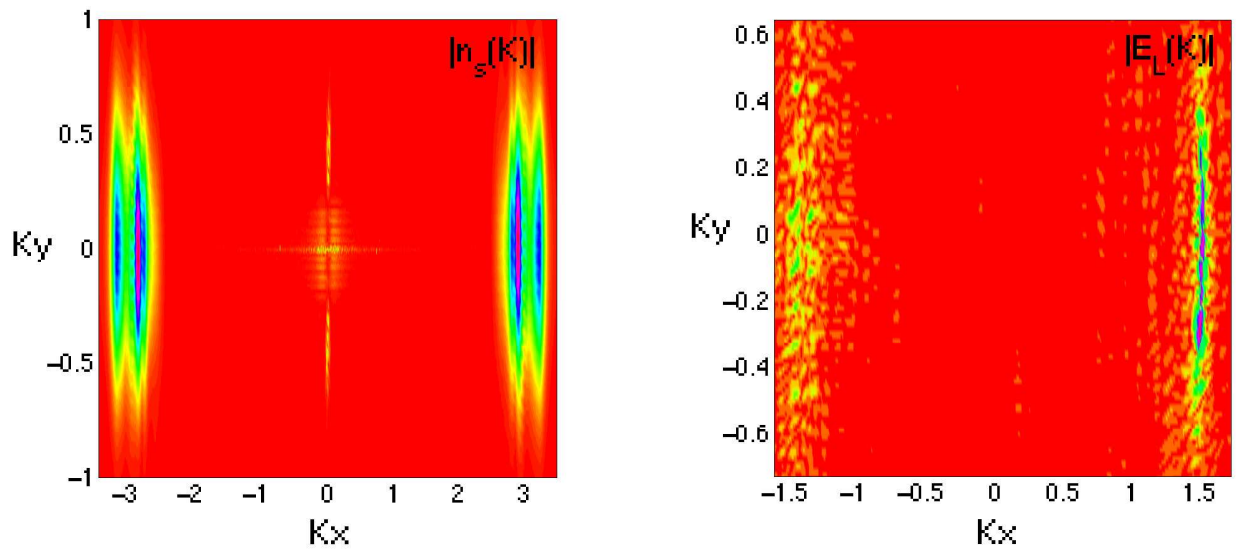


FIG. 6.35.: *cascade LDI* : spectre de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 8000\omega_0^{-1}$

A $t = 17500\omega_0^{-1}$, quelques temps avant la chute de réflectivité conduisant à la phase (IV), l'onde de Langmuir s'est propagée suivant l'axe longitudinal du plasma et la saturation provoquée par le LDI a permis de déstructurer les lobes de Langmuir intenses, ce qui a généré une turbulence d'ensemble des ondes plasmas qui se sont dispersées transversalement, notamment dans la zone $L_x = [100 : 500]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [409 : 2048]$ sur le maillage), $L_y = [200 : 400]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [100 : 200]$ sur le maillage) (figures 6.36 (G) et 6.36 (D)).

Il s'ensuit des oscillations rapides avec des pics d'amplitudes où les dépressions des fluctuations acoustiques ioniques peuvent atteindre des maxima (en valeur absolue) de l'ordre de $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} = 1.4$ (donc dans ce régime transitoire, on se situe à la limite physique de la non prise en compte des non-linéarités fluides dans l'équation des ondes sonores) liés à la formation de cavitons. Le spectre de Fourier de l'onde de Langmuir (figure 6.37 (D)) montre un large domaine de modes excités, avec la composante Raman fondamentale à $|K| = k_L$ qui domine. Les autres composantes liées au LDI et à la recombinaison des ondes plasmas en des structures cavitées forment un équilibre énergétique moyen.

En conséquence, comme en espace monodimensionnel, il y a un transfert de modes sonores jusqu'à $|K| = 0$ et, tout comme dans la partie précédente, une diffusion de modes transverses $|K_y|$ dans un lobe dont les côtés forment deux droites au voisinage de $K_x \sim K_y = 0$ (figure 6.37 (G)).

On note aussi que la zone véritablement active dans la saturation de l'instabilité Raman, là donc où les fluctuations sonores sont les plus intenses, couvre la première moitié du plasma. La phase (IV) débutant à $t = 22500\omega_0^{-1}$ (figure 6.31), cela conduit à une durée de phase (III) correspondante à $\Delta t = 22500 - 9000 = 13500\omega_0^{-1}$, ce qui est en accord avec le calcul habituel (dans ce manuscrit) : $\Delta t \sim \frac{L_x - 200}{2v_{gL}} \sim 13333\omega_0^{-1}$ ($L_x - 200$ car il faut prendre en compte la distance occupée par les amortissements aux bords). Cela montre à nouveau que la chute de réflectivité se produit lorsque le front gauche de l'onde de Langmuir, qui s'est dispersé transversalement sous l'effet de la saturation, a atteint la moitié du plasma comme nous l'avons déjà observé dans les cas exposés précédemment.

Remarquons aussi la forme en V prise par l'onde de Langmuir au-delà de $x = 500\frac{c}{\omega_0}$ ($x = 2048$ sur le maillage) avec une convergence sur l'axe médian transverse (figure 6.36 (D)). Cela confirme qu'elle a bien été saturée dans l'espace $L_x < 500\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x < 2048$ sur le maillage), permettant ainsi à l'onde incidente de se propager, sans déplétion, et de converger dans le plan de focalisation, comme le montre la figure 6.38 (G) où l'on distingue une propagation des speckles de plus haute intensité.

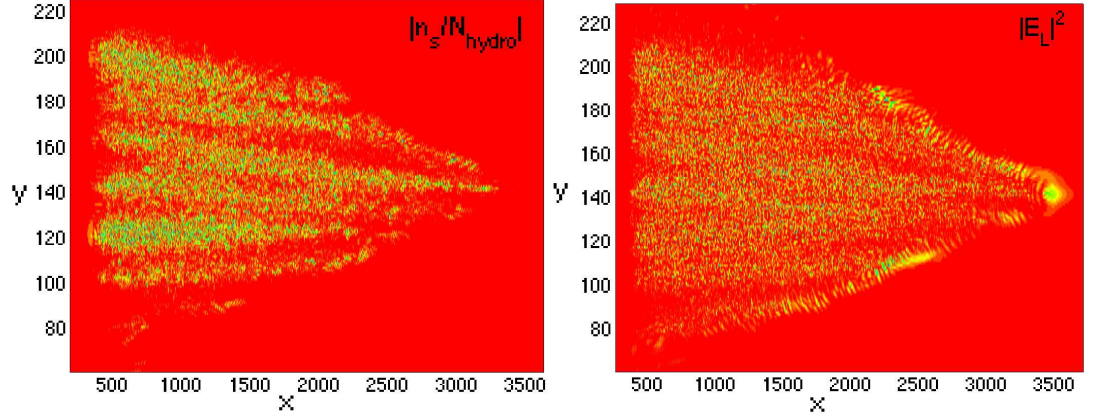


FIG. 6.36.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde sonore avec $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} = 0.7$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 35$ (D) sur $L_x = [61 : 915]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [250 : 3750]$ sur le maillage), $L_y = [130 : 450]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [65 : 225]$ sur le maillage) à $t = 17500\omega_0^{-1}$

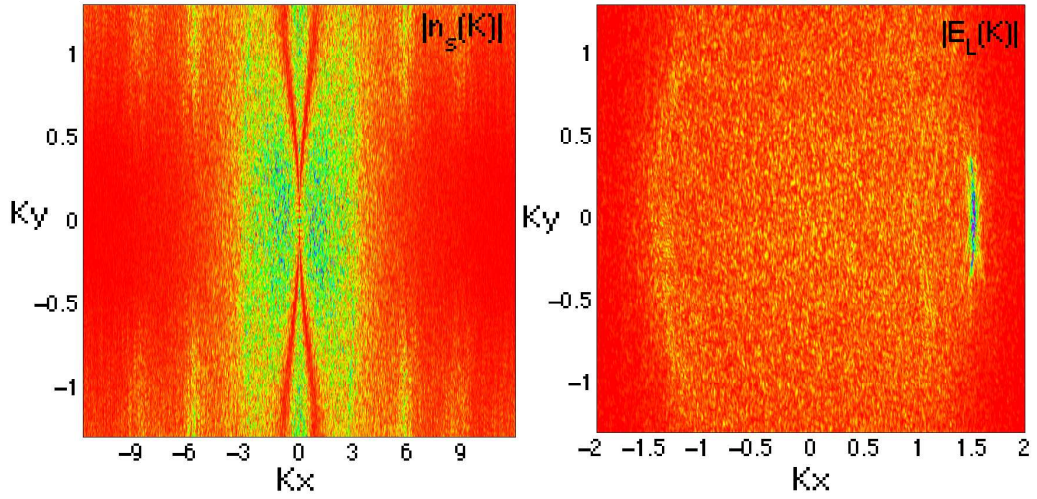


FIG. 6.37.: *cascade LDI* : spectre de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 17500\omega_0^{-1}$

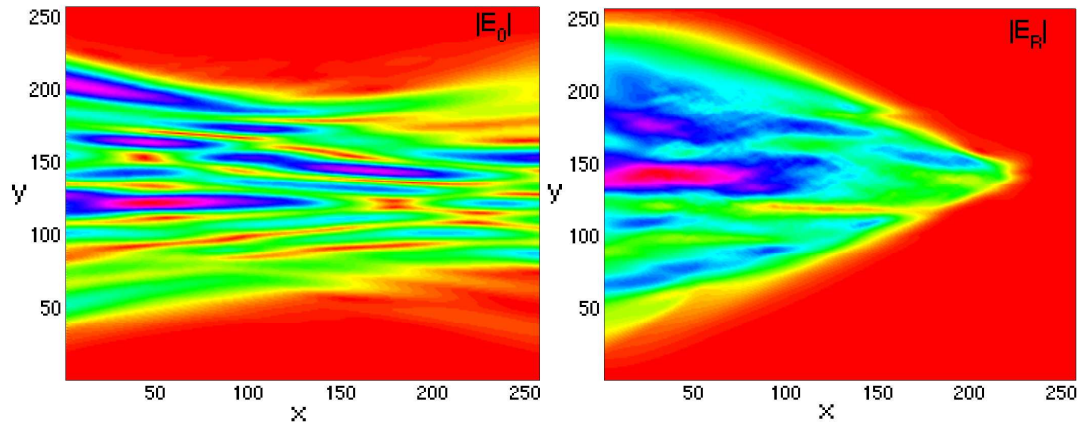


FIG. 6.38.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde incidente avec $|E_0|_{max} = 2.5$ (G) et onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 1.2$ (D) dans tout le plasma à $t = 17500\omega_0^{-1}$

6. Etude numérique de la saturation de l'instabilité de rétrodiffusion Raman (SRS) stimulée pour un plasma homogène et inhomogène, dans un espace bidimensionnel

Au temps $t = 75000\omega_0^{-1}$, le niveau de turbulence des ondes sonores et de Langmuir est maintenu dans la première moitié du plasma où les couplages "LDI-cavité" ont lieu avec des niveaux moyens d'amplitude tels que : $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} = 0.65$ (figure 6.39 (G)) et $|E_L|_{moy}^2 = 25$ (figure 6.39 (D)).

L'effet de saturation est notable sur la figure 6.40 (G) où le nombre de points chauds se propageant a augmenté, avec une structure de faisceau pratiquement non perturbée par l'instabilité Raman et où le niveau d'amplitude maximal de l'onde rétrodiffusée est $|E_R|_{max} = 0.5$ (figure 6.40 (D)) ; ce qui conduit à un niveau de réflectivité moyen dans la phase (IV) tel que $R \sim 10\%$.

Le couplage avec les ondes sonores a donc été très efficace dans la saturation de l'instabilité de rétrodiffusion Raman puisque la réflectivité (figure 6.31) a été réduite de plus d'un facteur 5 par rapport au cas sans couplage.

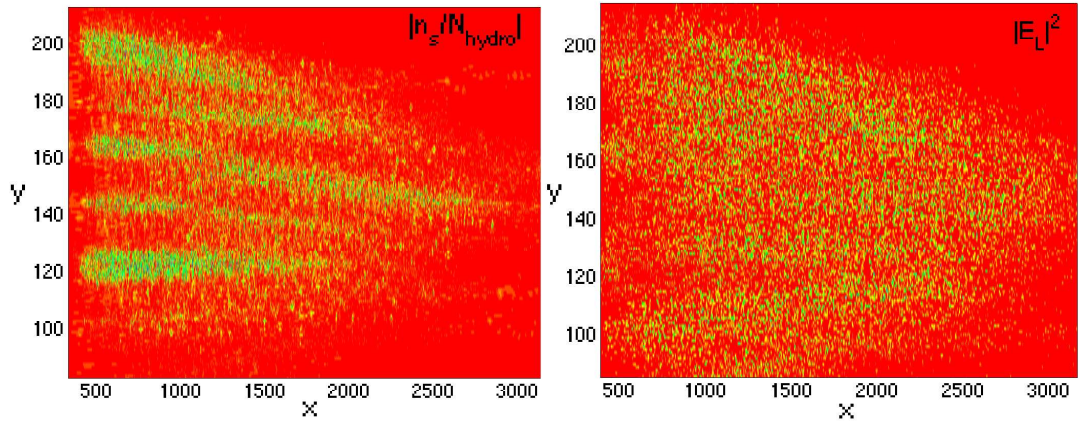


FIG. 6.39.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde sonore avec $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} = 0.65$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 25$ (D) sur $L_x = [85 : 769]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [350 : 3150]$ sur le maillage), $L_y = [170 : 430]$ ($L_y = [85 : 215]$ sur le maillage) à $t = 75000\omega_0^{-1}$

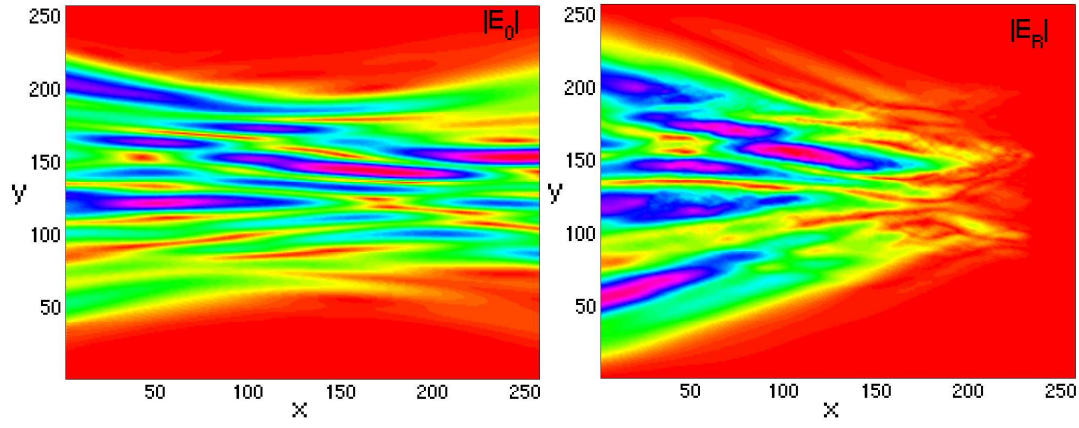


FIG. 6.40.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde incidente avec $|E_0|_{max} = 3$ (G) et onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.5$ (D) dans tout le plasma à $t = 75000\omega_0^{-1}$

En conclusion générale de cette partie concernant un plasma homogène bidimensionnel, on retiendra que la dynamique ionique est bien en mesure de saturer SRS via le Langmuir Decay Instability, en quatre étapes associées à des événements similaires à ceux que nous avons constatés pour un plasma monodimensionnel dans le premier chapitre. Ce résultat est vrai quelque soit la forme du faisceau laser modélisé : plan, Gaussien ou Random Phase Plate (RPP).

Dans le cas de la section 6.2.2 concernant un faisceau plan, les ondes sonores et de Langmuir, dans l'espace réel ou l'espace de Fourier, ne montrent pas la présence de cavitons, et ceci pour les mêmes paramètres physiques que ceux utilisés lors de la section 4.4.2 où la formation de structures dites cavités a été constatée.

Il semblerait donc qu'il existe un seuil supérieur en intensité, dans le cas d'un plasma bidimensionnel, pour que ces événements localisés se déclenchent, ce qui apparaît vraisemblable à l'instar des résultats obtenus en faisceau Gaussien et RPP.

Ce qui s'est aussi avéré commun dans le cas de ces trois faisceaux concerne la durée de la phase de saturation, deux fois plus rapide que dans le cas d'une géométrie monodimensionnelle. Ce résultat semblerait indiquer, dans le cas d'un plasma bidimensionnel, que la taille longitudinale du domaine où le LDI sature l'instabilité Raman est de l'ordre de la moitié de la longueur du plasma.

6.5. Plasma inhomogène : faisceau laser monospeckle

Dans cette partie, le plasma a pour dimension $L_x = [0 : 1000]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [0 : 256]$ sur le maillage pour les ondes électromagnétiques et $L_x = [0 : 4096]$ sur le maillage pour les ondes plasmas), $L_y = [0 : 256]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [0 : 128]$ sur le maillage pour toutes les ondes).

Pour les simulations présentées, et selon la théorie et les explications données en section 3, la fonction porte fp (cf. l'expression 3.80) a été ajoutée suivant la longueur longitudinale L_x de plasma simulé avec :

$$fp(x) = \frac{1}{2} \left\{ \tanh \left[\frac{x - 3\alpha L_x}{\alpha} \right] - \tanh \left[\frac{x - L_x(1 - 3\alpha)}{\alpha} \right] \right\} \quad (6.7)$$

avec $\alpha = 0.05$

Cette fonction porte fp introduit une longueur de variation rapide l_{fp} autour de $x = 6\alpha L_x = 300\frac{c}{\omega_0}$ et $x = L_x(1 - 6\alpha) = 700\frac{c}{\omega_0}$ (pour $L_x = 1000\frac{c}{\omega_0}$) telle que $l_{fp} \sim 70\frac{c}{\omega_0}$

* Toutes les simulations présentées concernent un profil de densité linéaire.

6.5.1. SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques pour un profil de densité $N_{hydro} = [0.03, 0.17]n_c$, un éclairage laser $I\lambda^2 = 8 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et un plasma de dimension $L_x = 1000\frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 256\frac{c}{\omega_0}$

Nous présentons l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée et de l'onde de Langmuir sur différents temps.

Les paramètres physiques choisis pour les simulations numériques présentées sont :

- * $I\lambda^2 = 8 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$, $f_\# = 3$, $L_r = 200\frac{c}{\omega_0}$
- * $T_e = 1KeV$, $Z = 1$
- * $N_{hydro} = [0.03, 0.17]n_c$, $N_{e,ref} = 0.1n_c$
- * $L_x = 1000\frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 256\frac{c}{\omega_0}$, $l_t = 85\frac{c}{\omega_0}$ (calculée pour $N_{hydro} = 0.1n_c$), $T = [0 : 50000]\omega_0^{-1}$
- * $v_{gR} = 0.59c$, $v_{gL} = 0.016c$; calculées à $N_{e,ref} = 0.1n_c$
- * Pour $N_{hydro} = 0.072n_c$:
 - ★ $l_t = 74\frac{c}{\omega_0}$
 - ★ $k_L \lambda_{De} = 0.27$ et $\frac{\nu_L}{\omega_0} = 0.002$
 - ★ $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 6 \times 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$
- * Pour $N_{hydro} = 0.128n_c$:
 - ★ $l_t = 94\frac{c}{\omega_0}$

6. Etude numérique de la saturation de l'instabilité de rétrodiffusion Raman (SRS) stimulée pour un plasma homogène et inhomogène, dans un espace bidimensionnel

- ★ $k_L \lambda_{De} = 0.18$ et $\frac{\nu_L}{\omega_0} = 2.5 \times 10^{-7}$
- ★ $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 10^{11} W \mu m^2 / cm^2$

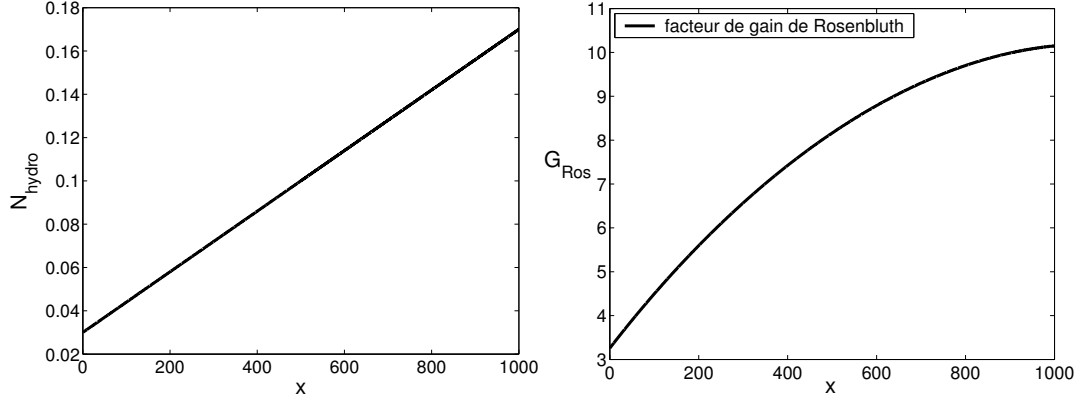


FIG. 6.41.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: profil de densité en fonction de l'espace longitudinal (G), gain de Rosenbluth en fonction de l'espace longitudinal et calculé pour $I\lambda^2 = 8 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ (D)*

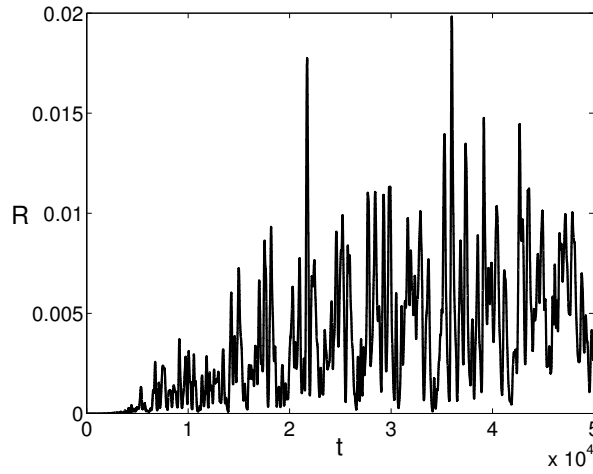


FIG. 6.42.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: réflectivité en fonction du temps*

A $t = 7500\omega_0^{-1}$, le laser s'est propagé sans avoir été véritablement perturbé par la croissance de l'instabilité Raman (cf. figure 6.42 de la réflectivité qui montre qu'à cet instant l'instabilité Raman ne s'est déclenchée que depuis environ $2500\omega_0^{-1}$) puisqu'il converge en son plan de focalisation sans que sa structure Gaussienne ne se soit déplétée (figure 6.43).

La figure 6.44 (D) montre que l'onde de Langmuir s'amplifie par paquets d'ondes distincts le long du profil de densité avec des amplitudes proportionnelles à la valeur du gain de Rosenbluth local. Ce phénomène d'amplification par paquets d'ondes est semblable à ce que Guy Bonnaud avait observé dans un cas monodimensionnel où l'instabilité Raman était couplée à la dynamique ionique ; il l'avait appelé phénomène de "répulsion".

On s'aperçoit ainsi, sur cette même figure, que l'amplification des modes Raman est

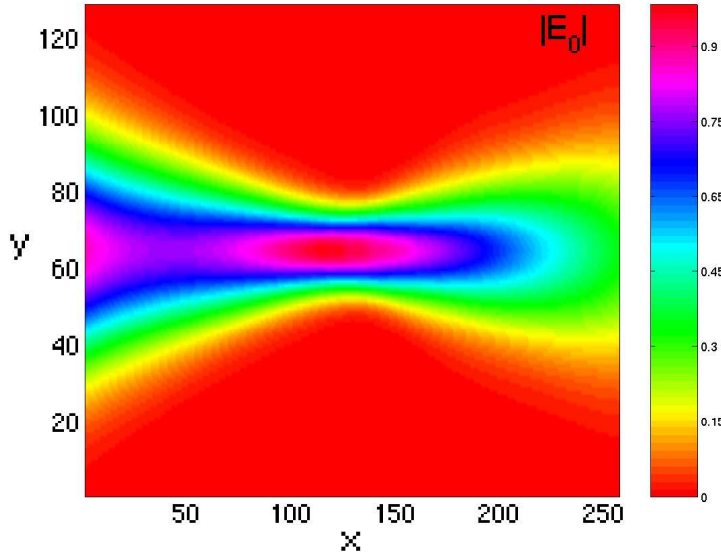


FIG. 6.43.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde incidente dans tout le plasma à $t = 7500\omega_0^{-1}$*

essentiellement concentrée dans le domaine longitudinal $L_x = [450 : 550]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [1843 : 2252]$ sur le maillage), centré en $x = 500\frac{c}{\omega_0}$ ($x = 2048$ sur le maillage), où la dimension transverse du point chaud incident est la plus large, la largeur étant exactement $\pi f_{\#}$. Il apparaît aussi à cet instant que l'instabilité Raman est la plus amplifiée au point $x = 550\frac{c}{\omega_0}$ ($x = 2252$ sur le maillage), avec un niveau d'amplitude maximal de l'onde de Langmuir tel que $|E_L|_{max}^2 = 0.7$.

Parallèlement, l'onde rétrodiffusée s'est développée transversalement avec la forme caractéristique en V associée à la structure du faisceau laser Gaussien et à sa largeur à l'entrée du plasma, les lobes rétrodiffusés les plus intenses se trouvant au même endroit que ceux des ondes de Langmuir.

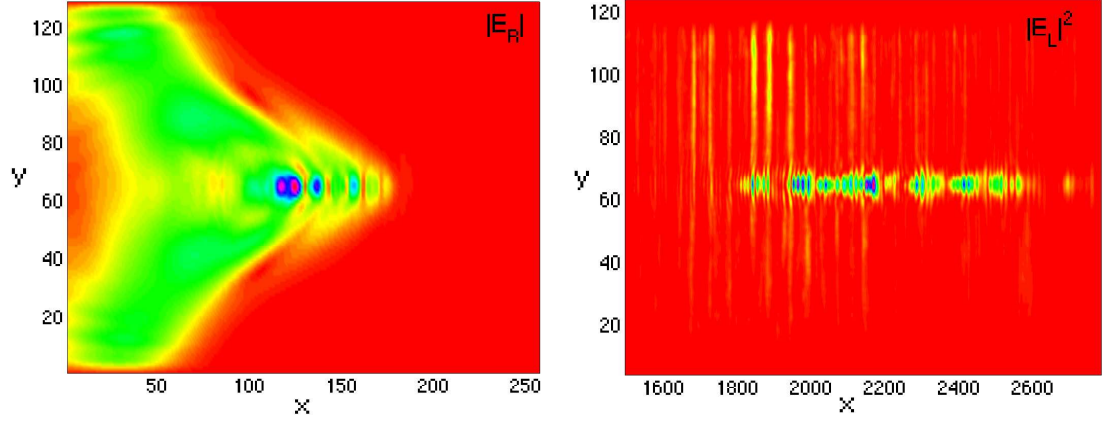


FIG. 6.44.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.1$ dans tout le plasma (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{max}^2 = 0.7$ sur $L_x = [366 : 671] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [1500 : 2750]$ sur le maillage), $L_y = [20 : 250] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [10 : 125]$ sur le maillage) (D) à $t = 7500\omega_0^{-1}$*

À $t = 15000\omega_0^{-1}$, on observe la croissance des modes de Langmuir à droite de $x = 550\frac{c}{\omega_0}$ ($x = 2252$ sur le maillage, figure 6.45 (D)), l'ensemble des modes Raman excités semblant former des structures cohérentes aux dimensions longitudinales égales.

Cependant, le mode de Langmuir positionné à $x = 550\frac{c}{\omega_0}$ ($x = 2252$ sur le maillage) domine toujours, avec une amplitude maximale qui a augmenté d'un facteur 5 dans l'intervalle de temps $\Delta t = 7500\omega_0^{-1}$ et telle que $|E_L|_{max}^2 = 3.5$.

Il s'ensuit que la symétrie du speckle de l'onde incidente s'est rompue (figure 6.45 (G)).

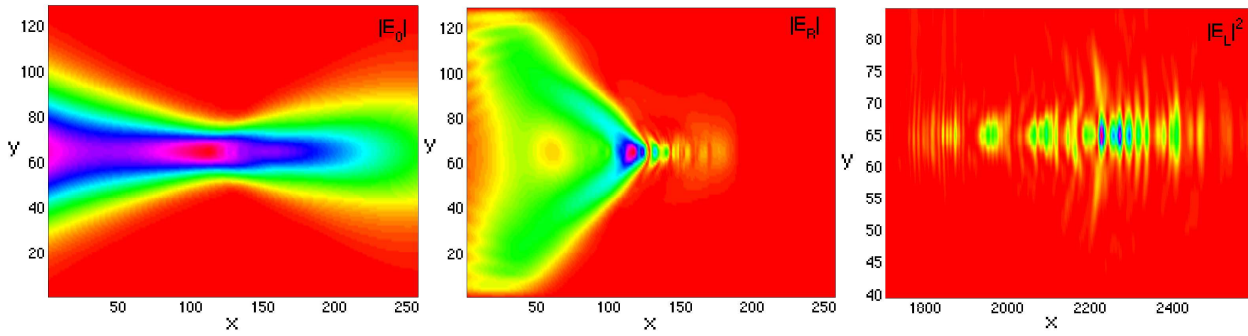


FIG. 6.45.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde incidente (G), onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.18$ (C) dans tout le plasma et onde de Langmuir avec $|E_L|_{max}^2 = 3.5$ sur $L_x = [415 : 622]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [1700 : 2550]$ sur le maillage), $L_y = [80 : 168]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [40 : 84]$ sur le maillage) (D) à $t = 15000\omega_0^{-1}$*

Ce mode de Langmuir continue ensuite à croître localement puisqu'on observe qu'à $t = 25000\omega_0^{-1}$, l'amplitude maximale de l'onde de Langmuir est $|E_L|_{max}^2 = 7$ (figure 6.46 (D)), ce qui a pour effet de dépléter l'onde de pompe et d'inhiber l'instabilité Raman dans tout l'espace $x > 550\frac{c}{\omega_0}$ ($x > 140$ sur le maillage, figures 6.46 (G) et 6.46 (C)).

Enfin, à $t = 50000\omega_0^{-1}$, toute l'activité SRS se situe dans la première moitié du plasma (figure 6.47 (C)) et le mode Raman le plus amplifié s'est délocalisé en se déplaçant de $\Delta x = 50\frac{c}{\omega_0}$ ($\Delta x = 13$ pour les ondes électromagnétiques, $\Delta x = 205$ pour les ondes de Langmuir, sur le maillage) à cause de la déplétion du laser, pour se situer dans le plan de focalisation, à $x = 500\frac{c}{\omega_0}$ ($x = 128$ pour les ondes électromagnétiques, $x = 2048$ pour les ondes de Langmuir, sur le maillage), avec un niveau maximal de l'onde de Langmuir tel que $|E_L|_{max}^2 = 12$ (figure 6.47 (D)).

D'après la figure 6.42, la réflectivité Raman est, en moyenne, de 0.5%.

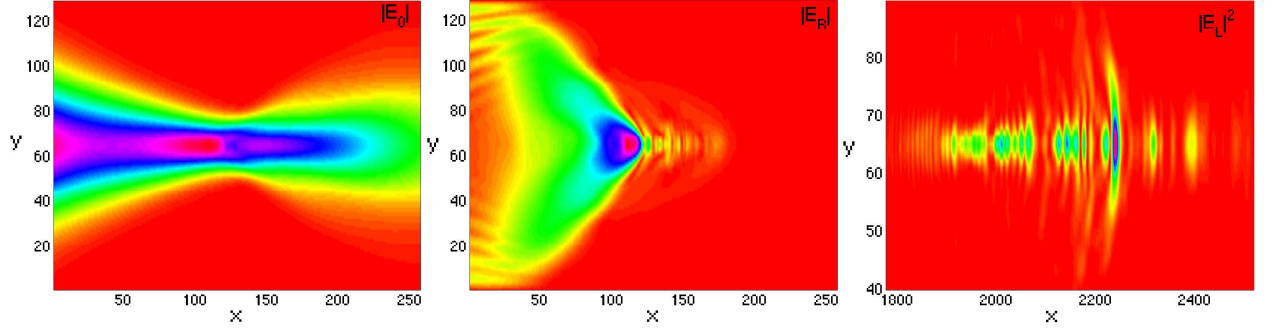


FIG. 6.46.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde incidente (G), onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.2$ (C) dans tout le plasma et onde de Langmuir avec $|E_L|_{max}^2 = 7$ sur $L_x = [439 : 622] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [1800 : 2550]$ sur le maillage), $L_y = [80 : 174] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [40 : 87]$ sur le maillage) (D) à $t = 25000\omega_0^{-1}$*

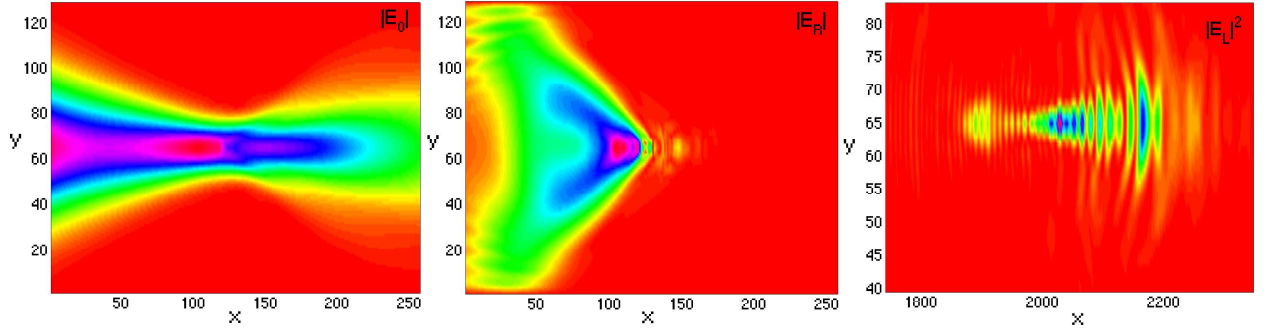


FIG. 6.47.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde incidente (G), onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.18$ (C) dans tout le plasma et onde de Langmuir avec $|E_L|_{max}^2 = 12$ sur $L_x = [427 : 574] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [1750 : 2375]$ sur le maillage), $L_y = [80 : 166] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [40 : 83]$ sur le maillage) (D) à $t = 50000\omega_0^{-1}$*

6.5.2. Faisceau Gaussien : saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores pour un profil de densité

$N_{hydro} = [0.03, 0.17]n_c$, un éclaircissement laser

$I\lambda^2 = 8 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et un plasma de dimension

$L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 256 \frac{c}{\omega_0}$

Nous présentons maintenant l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée, de Langmuir et sonore sur différents temps.

* **Cas étudié** : semblable au cas précédent avec $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$

* $I\lambda^2 = 8 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$, $f_\# = 3$, $L_r = 200 \frac{c}{\omega_0}$

* $T_e = 1 KeV$, $Z = 1$, $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$

* $N_{hydro} = [0.03, 0.17]n_c$, $N_{e,ref} = 0.1n_c$

* $L_x = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_y = 256 \frac{c}{\omega_0}$, $l_t = 85 \frac{c}{\omega_0}$ (calculée pour $N_{hydro} = 0.1n_c$), $T = [0 : 50000] \omega_0^{-1}$

* $v_{gR} = 0.59c$, $v_{gL} = 0.016c$; calculées à $N_{e,ref} = 0.1n_c$

* Pour $N_{hydro} = 0.072n_c$:

★ $l_t = 74 \frac{c}{\omega_0}$

★ $k_L \lambda_{De} = 0.27$ et $\frac{\nu_L}{\omega_0} = 0.002$

★ $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 6 \times 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$

* Pour $N_{hydro} = 0.128n_c$:

★ $l_t = 94 \frac{c}{\omega_0}$

★ $k_L \lambda_{De} = 0.18$ et $\frac{\nu_L}{\omega_0} = 2.5 \times 10^{-7}$

★ $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 10^{11} W \mu m^2 / cm^2$

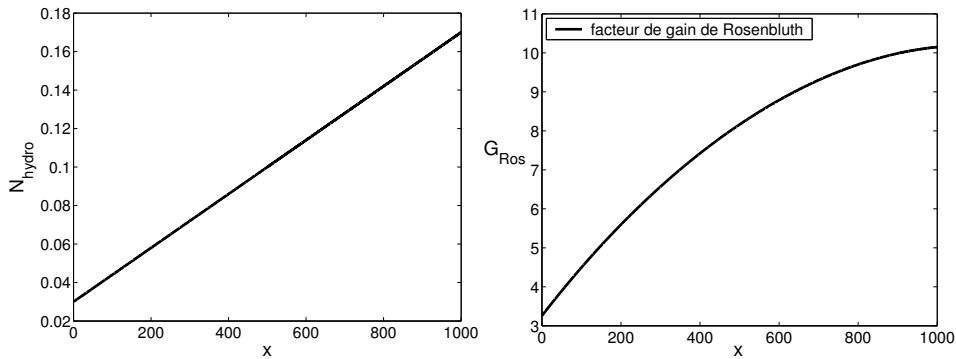


FIG. 6.48.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: profil de densité en fonction de l'espace longitudinal (G), gain de Rosenbluth en fonction de l'espace longitudinal et calculé pour $I\lambda^2 = 8 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ (D)*

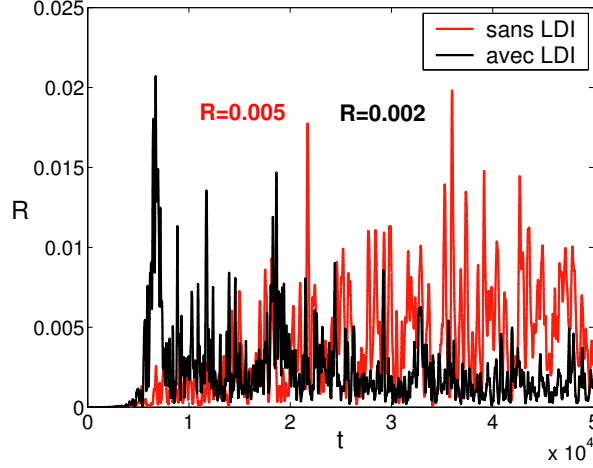


FIG. 6.49.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: réflectivités en fonction du temps avec et sans LDI*

A $t = 7500\omega_0^{-1}$, peu de temps après le premier pic de réflectivité, une onde sonore s'est formée dans l'ensemble du plasma avec une dimension transverse caractéristique de l'ordre de $\pi f_\#$ (figure 6.50 (G)).

L'effet des fluctuations sonores est visible sur la figure 6.50 (D) où les paquets d'onde de Langmuir, qui étaient distincts dans le cas où l'instabilité Raman n'était pas couplée aux ondes sonores, ont été rompus (perte de l'effet de "répulsion"), générant un ensemble d'oscillations continues dont les amplitudes sont les plus élevées dans la zone $L_x = [450 : 550] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [1843 : 2253]$ sur le maillage), $L_y = [120 : 120 + \pi f_\#] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [60 : 60 + \pi f_\#]$ sur le maillage) avec une amplitude moyenne telle que $|E_L|_{moy}^2 = 0.6$.

L'ensemble déstructuré que forment ces ondes de Langmuir semble être partiellement incohérent en espace. Par effet de couplage, on observe également sur la figure 6.51 (D) que la distribution de l'onde rétrodiffusée est incohérente spatialement et temporellement comme le montre la figure 6.49 de la réflectivité en présence de LDI.

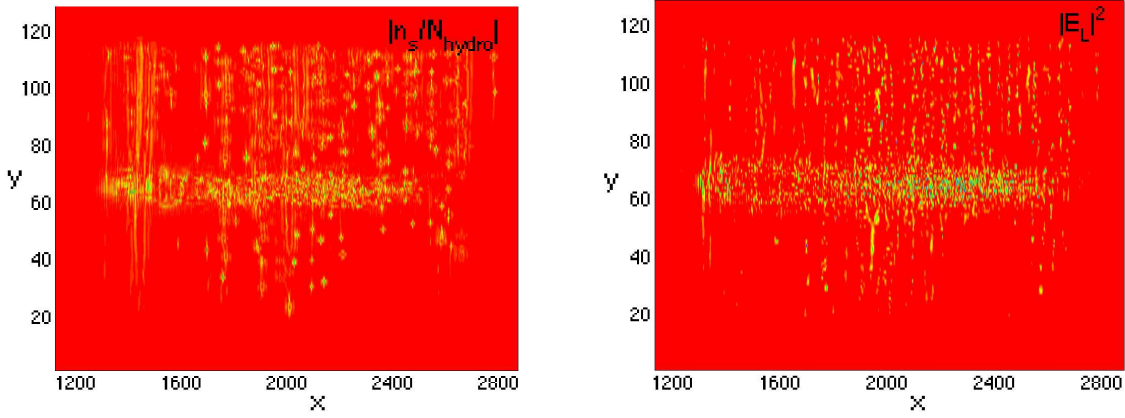


FIG. 6.50.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde sonore avec $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} = 0.55$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 0.6$ (D) sur $L_x = [268 : 708]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [1100 : 2900]$ sur le maillage), $L_y = [10 : 250]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [5 : 125]$ sur le maillage) à $t = 7500\omega_0^{-1}$*

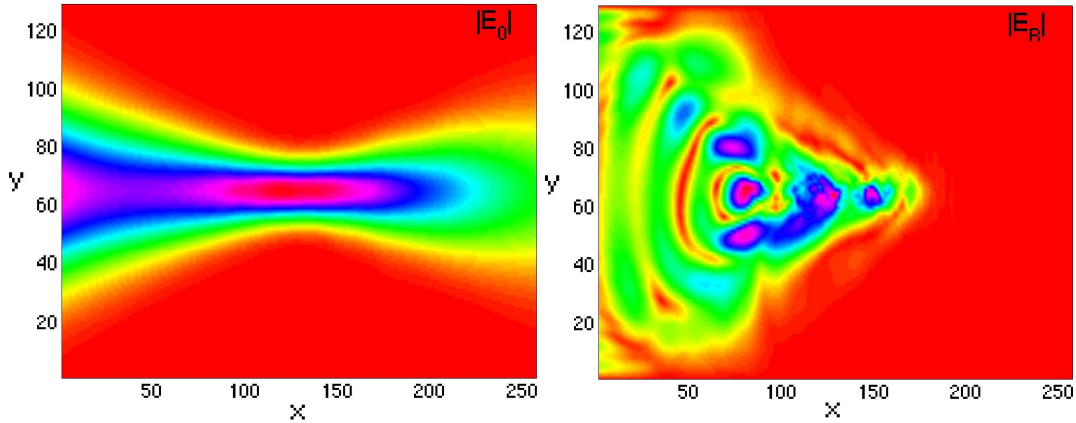


FIG. 6.51.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde incidente (G) et onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.09$ (D) dans tout le plasma à $t = 7500\omega_0^{-1}$*

A $t = 15000\omega_0^{-1}$, l'onde sonore (figure 6.52 (G)) s'est amplifiée dans le domaine où l'activité des ondes de Langmuir (figure 6.52 (D)) est la plus intense mais sans produire un effet de saturation notable. Au contraire, les fluctuations sonores semblent entretenir, par déstabilisation locale d'instabilités absolues, un état turbulent global comme en témoigne le niveau moyen de la réflectivité qui est légèrement supérieur à celui de l'instabilité Raman découplée du LDI (figure 6.49).

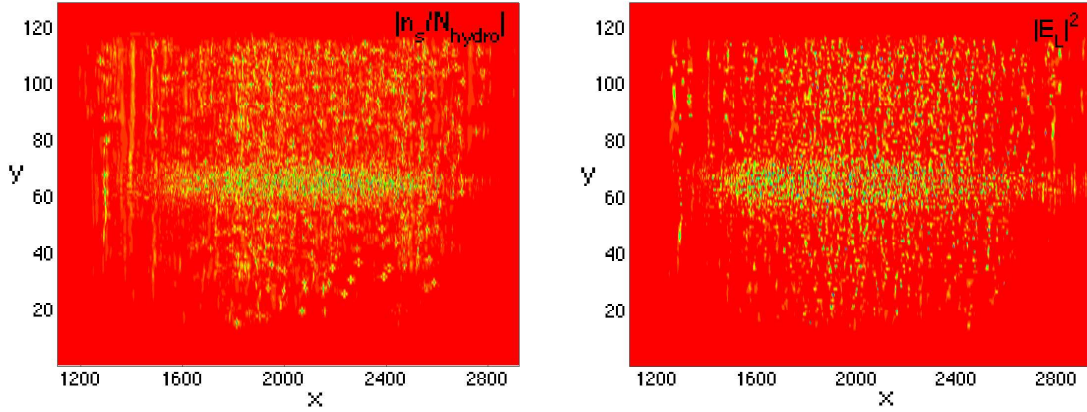


FIG. 6.52.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde sonore avec $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} = 0.75$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 0.35$ (D) sur $L_x = [268 : 708]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [1100 : 2900]$ sur le maillage), $L_y = [10 : 250]\frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [5 : 125]$ sur le maillage) à $t = 15000\omega_0^{-1}$*

Cet état semble néanmoins transitoire car, à $t = 50000\omega_0^{-1}$, la zone occupée par l'instabilité Raman sur l'axe transverse médian a diminué du fait de la saturation de l'onde de Langmuir par les ondes sonores (figures 6.53 (G) et (D)).

Au final, la réflectivité Raman moyennée, en présence d'ondes sonores, est $R = 0.2\%$, à comparer à $R \sim 0.5\%$ sans instabilité LDI (cf. figure 6.49).

L'instabilité LDI a donc saturé l'instabilité Raman dans ce cas inhomogène, bidimensionnel, pour les paramètres considérés.

En conclusion de cette partie, je tiens à préciser que d'autres investigations numériques avec des ouvertures de faisceau plus larges, telles que $f_{\#} \sim 6$, ont montré une inflation de la réflectivité Raman en présence de LDI; comme cela fut constaté en géométrie 1D, mais avec un accroissement moindre.

Les résultats qui viennent d'être présentés sembleraient donc indiquer que

cet effet d'inflation est réduit quand on diminue la dimension transverse du faisceau laser.

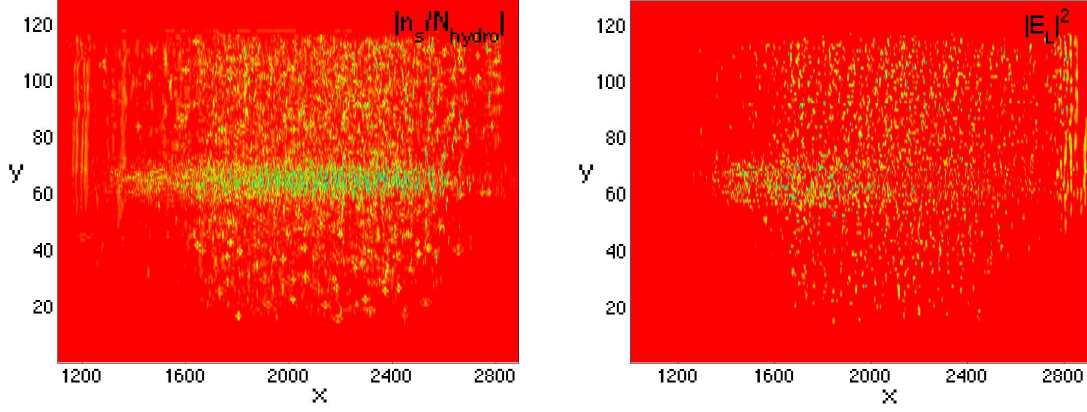


FIG. 6.53.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde sonore avec $|\frac{n_s}{N_{hydro}}|_{moy} = 0.5$ (G) et onde de Langmuir avec $|E_L|_{moy}^2 = 0.5$ (D) sur $L_x = [268 : 708] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_x = [1100 : 2900]$ sur le maillage), $L_y = [10 : 250] \frac{c}{\omega_0}$ ($L_y = [5 : 125]$ sur le maillage) à $t = 50000\omega_0^{-1}$*

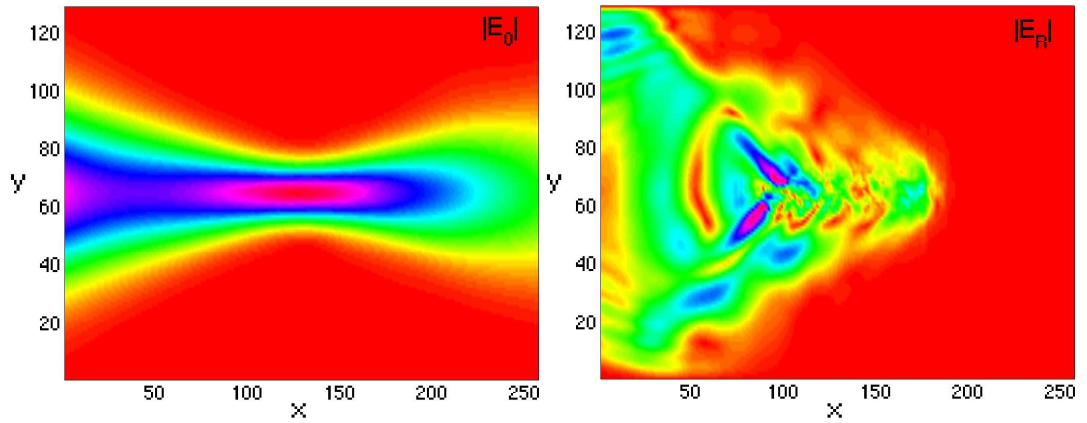


FIG. 6.54.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $3.5 \leq G_{Ros} \leq 10$: onde incidente (G) et onde rétrodiffusée avec $|E_R|_{max} = 0.06$ (D) dans tout le plasma à $t = 50000\omega_0^{-1}$*

7. Conclusion

Commençons par rappeler que l'objectif de la thèse était double :

- *numérique* : il s'agissait de développer un code capable de simuler la saturation de l'instabilité de diffusion Raman stimulée (SRS) via le couplage avec les ondes acoustiques ioniques dans une description fluide, en plasma homogène et inhomogène et en géométrie multidimensionnelle. La modélisation choisie est basée sur un système composé d'équations de type paraxiales pour les équations électromagnétiques et de type Zakharov pour les équations des ondes de Langmuir et des ondes sonores. Le problème a été traité dans un *milieu ouvert* où, contrairement à un milieu périodique, la définition des conditions aux limites se doit d'être robuste sans que les artefacts numériques introduits ne faussent les résultats physiques, notamment en plasma inhomogène où la présence de points paraboliques est en mesure de déstabiliser les instabilités absolues, ce qui ajoute une "difficulté" supplémentaire non négligeable.

- *physique* : il s'agissait d'analyser les mécanismes de saturation non-linéaire de l'instabilité Raman et d'établir, dans la mesure du possible, des lois d'échelle. De façon à tester les potentialités et les limites de notre code, nous avons choisi de nous concentrer plus particulièrement sur le régime $k_L \lambda_{De} \sim 0.2$ (où k_L est le nombre d'onde fondamental de l'onde de Langmuir générée par l'instabilité Raman et λ_{De} la longueur de Debye électronique). Ce régime est certainement le régime le plus difficile à étudier dans le sens où il est intermédiaire entre les régimes extrêmes (i) $k_L \lambda_{De} = 0.1$ avec la présence de la cavitation et (ii) $k_L \lambda_{De} = 0.3$ qui donne un amortissement Landau électronique fort et des effets cinétiques, et pour cette raison tous les processus sont susceptibles de se développer, comme nous l'avons effectivement observé.

L'objectif a été atteint dans les sens suivants :

1. D'un point de vue numérique, nous avons écrit un premier code que nous appelons "complet" (équations de Zakharov complètes) permettant de simuler le couplage des ondes sonores avec l'antédiffusion et la rétrodiffusion Raman stimulée dans un plasma homogène ou inhomogène, que ce soit dans une géométrie monodimensionnelle ou bidimensionnelle. Pour un plasma inhomogène, un grand soin a été apporté au contrôle des artefacts numériques en fonction du gradient de densité et du domaine d'éclairement utilisé. Nous avons testé la robustesse de notre code "complet" en le faisant fonctionner à des intensités aussi élevées que $I\lambda^2 = 10^{16} W \mu m^2 / cm^2$.

Nous avons ensuite été amenés à écrire un second code, dit code "enveloppé", dans le sens où l'approximation paraxiale a été faite sur l'équation des ondes de Langmuir du

système Zakharov en décomposant le champ total de Langmuir en un champ L+ vers l'avant et un autre L- allant vers l'arrière. Cette décomposition en deux classes de champ et le fait que l'équation des ondes sonores reste du second ordre en temps et en espace permet de décrire un grand nombre de cascades provoquées par le Langmuir Decay Instability (LDI). Ce code a grandement facilité l'interprétation physique des résultats du code "complet" car il ne permet pas la formation de structures cavités et prend uniquement en compte l'instabilité LDI.

La comparaison entre ces deux types de code a en particulier permis de comprendre le rôle respectif de ces deux mécanismes : le LDI et la cavitation.

2. D'un point de vue physique, la majeure partie des efforts a été concentrée sur l'interprétation des résultats obtenus pour un plasma monodimensionnel. Nous avons mis en lumière les points suivants :

2a - en plasma homogène et dans les régimes $k_L \lambda_{De} = 0.2$, il apparaît que plus le produit $(I\lambda^2)^2 L^3$ est grand, plus les ondes plasmas ont tendance à évoluer vers un état turbulent et incohérent caractérisé par la formation de structures dites cavités : dans cette limite, les ondes de Langmuir et sonores se recouvrent sur de petites échelles spatiales pour constituer un ensemble de cavitons localisés dans une zone de la tranche de plasma. Nous avons montré que l'évolution temporelle de la réflectivité Raman en présence de la dynamique ionique se décompose systématiquement en quatre phases :

- * une première phase de croissance linéaire de l'instabilité Raman
- * une seconde phase relativement courte dite de première saturation non-linéaire de SRS marquée par un pic de réflectivité caractéristique et une première cascade LDI
- * une troisième phase de saturation non-linéaire de SRS où l'instabilité LDI s'accompagne éventuellement de la formation de structures cavités, ce qui conduit à une saturation par "LDI-cavité". La durée de cette phase est typiquement le temps mis par l'onde de Langmuir pour parcourir la longueur du plasma
- * une quatrième phase dite asymptotique où la réflectivité est dans un état quasistationnaire

Dans le régime à $k_L \lambda_{De} = 0.1$, la réflectivité montre aussi quatre phases mais les structures cavités tendent à se former plus rapidement et sur un espace de plasma plus large.

2b - à partir de ces résultats, nous avons établi des comparaisons, en variant systématiquement les valeurs d'éclairement laser, la longueur de plasma et l'amortissement des ondes sonores dans les deux cas $k_L \lambda_{De} = 0.2$ et $k_L \lambda_{De} = 0.1$. Nous avons clairement mis en évidence la possibilité de génération de "cavitons", invalidant alors la prédiction de T. Kolber, W. Rozmus, V.T. Tikhonchuk [21] (prédiction KRT). Nous avons en effet observé que la prédiction KRT n'était correcte que lorsque le LDI est le seul

processus qui conduit à la saturation de l'onde de Langmuir. Dans les régimes où le LDI s'accompagne d'une formation de cavitons, nous avons observé que la réflectivité est systématiquement supérieure à la réflectivité KRT. Le code dit "enveloppé" nous a permis de montrer l'importance des effets de la cavitation sur la saturation de l'instabilité Raman, ce qui a permis d'affirmer que la loi KRT ne peut réellement s'appliquer que si on néglige ces effets. Nous avons cherché à quantifier la limite de validité de l'approximation KRT en estimant la valeur maximum que l'on peut attendre de la réflectivité KRT pour que cette prédiction soit correcte. Il resterait maintenant à déterminer la loi d'échelle de la réflectivité en fonction de la longueur dans les régimes opposés où le mécanisme à l'origine de la saturation non-linéaire de l'instabilité Raman est la formation de cavitons.

2c - en plasma inhomogène, les difficultés principales pour traiter proprement le problème de la saturation de SRS viennent de la non-robustesse du critère de Rosenbluth qui prédit qu'un profil de densité linéaire stabilise les instabilités absolues amenant ainsi SRS à se développer par amplification spatiale. En effet, étant donné que toute perturbation locale du profil de densité peut déstabiliser les instabilités absolues, il est primordial, pour ne pas fausser l'interprétation des résultats numériques, de contrôler des artefacts qui dépendent directement de la valeur du facteur de gain de Rosenbluth, ce que nous avons fait. La robustesse numérique atteinte a permis d'obtenir un résultat majeur : pour un profil de densité linéaire, nous avons mis en évidence le phénomène que nous avons appelé l'"**inflation LDI**" au sens où la cascade LDI, en générant des ondes sonores, permet de restaurer le caractère absolu de l'instabilité SRS, et par là d'augmenter la réflectivité Raman par rapport à l'estimation basée sur le seul calcul du facteur de gain de Rosenbluth. Nous avons montré que ce résultat pouvait s'interpréter dans le cadre de la théorie Random Phase Approximation (RPA) appliquée en milieu inhomogène. Par ailleurs, le résultat a certainement des implications importantes pour l'interprétation des résultats expérimentaux dans lequel ce serait à priori l'inhomogénéité du plasma qui contrôle la réflectivité Raman.

3. D'un point de vue physique toujours et dans un second temps, nous avons étudié la saturation de l'instabilité Raman en plasma bidimensionnel (2D).

3a - en plasma homogène, nous avons effectué des simulations numériques avec trois types de faisceau laser : plan, Gaussien et Random Phase Plate (RPP).

Dans le cas plan, on montre que la saturation de l'instabilité Raman par le LDI s'opère en quatre phases, dans la même logique que celle décrite dans le cas monodimensionnel. Néanmoins, la durée de la phase (III) apparaît inférieur d'un facteur deux par rapport au cas monodimensionnel. Tout se passe comme si les effets transverses concentrent toute l'activité de saturation par l'instabilité LDI dans la première moitié du plasma.

De plus, une comparaison numérique pour des paramètres similaires à ceux utilisés pour une simulation monodimensionnelle a montré que le LDI ne s'accompagnait pas de la formation de structures cavitées. Il semblerait donc qu'il existe un niveau de seuil 2D plus important du paramètre $(I\lambda^2)^2 L^3$ pour générer la formation bidimensionnelle de la

cavitation.

Dans le cas Gaussien, nous avons trouvé à nouveau quatre phases dans l'évolution de la réflectivité Raman en présence d'ondes sonores, avec une durée de phase (III) semblable à celle du cas plan. Par ailleurs, après avoir augmenté l'intensité du speckle par un facteur 2.5 par rapport à l'intensité utilisée dans le cas plan, nous avons observé la formation de structures cavitées, ce qui justifie donc la conjecture qu'il existe un seuil $(I\lambda^2)^2 L^3$ de la cavitation plus élevé qu'en géométrie monodimensionnelle.

Dans le cas RPP, nous retrouvons à nouveau quatre phases dans l'évolution de la réflectivité, avec les mêmes caractéristiques, ainsi que la présence de la cavitation. Le fait que les cavitons sont générés ici dans le cas bidimensionnel avec les mêmes paramètres que ceux du cas unidimensionnel (alors qu'on pense par ailleurs que le seuil d'existence de la cavitation en géométrie bidimensionnelle est supérieur à celui de la géométrie unidimensionnelle) s'interprète comme étant dû à l'existence des points chauds dans le faisceau laser.

3b - en plasma inhomogène, le résultat que nous avons obtenu pour un faisceau Gaussien et une valeur du gain de Rosenbluth modéré ne montre pas d'effet direct d'inflation ni d'effet de saturation important.

Mes récentes investigations tendent à indiquer que l'augmentation de la réflectivité Raman par le LDI serait d'autant plus réduite que le nombre d'ouverture du faisceau laser $f_\#$ diminue. Une étude systématique de la saturation non-linéaire de l'instabilité de rétrodiffusion Raman serait nécessaire pour prouver le phénomène d'"inflation LDI" en 2D.

En conclusion, tous ces résultats témoignent de la complexité de l'instabilité de rétrodiffusion Raman stimulée. Ils ont permis de classer en différentes natures les problèmes sous jacents et de définir des priorités sur les axes d'études prochaines à privilégier : en particulier, face à la mise en évidence du rôle important joué par la cavitation tant en plasma monodimensionnel que bidimensionnel, il y aurait maintenant lieu d'étendre la prédiction KRT à une loi qui prendrait en compte les effets de la cavitation. Tout d'abord, il faudrait trouver une loi générale de la réflectivité dans la limite unidimensionnelle d'un plasma homogène. La bonne compréhension de cette loi devrait permettre de généraliser ensuite le résultat au cas d'un plasma unidimensionnel inhomogène, puis enfin au cas général multidimensionnel.

Il faudrait ensuite introduire une modélisation des effets cinétiques dans le modèle "complet" de type Zakharov utilisé lors de cette thèse, car les effets cinétiques pourraient jouer un rôle non négligeable pour $k_L \lambda_{De}$ même aussi faible que 0.1 [65].

A. Amplification spatiale de Rosenbluth dans le cas où SRS n'est pas couplée aux ondes acoustiques ioniques pour un profil linéaire de densité $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$ et une longueur $L = 1000\frac{c}{\omega_0}$: prise en compte de la déplétion de l'onde laser

Les paramètres physiques choisis sont les suivants :

- * $I\lambda^2 = 9 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $Z=1$
- * $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$, $N_{e,ref} = 0.1n_c$
- * $L = 1000\frac{c}{\omega_0}$, $l_t = 105\frac{c}{\omega_0}$ (calculée pour $N_{hydro} = 0.1n_c$), $L_{\kappa'}$ (longueur d'inhomogénéité), $T = [0 : 30000]\omega_0^{-1}$
- * $0.92\frac{\omega_0}{c} < k_0 < 0.97\frac{\omega_0}{c}$, $0.47\frac{\omega_0}{c} < k_R < 0.74\frac{\omega_0}{c}$, $1.39\frac{\omega_0}{c} < k_L < 1.72\frac{\omega_0}{c}$
- * $0.16 < k_L \lambda_{De} < 0.34$
- * $v_{gR} = 0.59c$, $v_{gL} = 0.016c$; calculées à $N_{e,ref} = 0.1n_c$

Les conditions de simulation, équations et bruit imposé, sont semblables à celles considérées dans la section 3.3.1 du chapitre 3 mais l'onde de pompe n'est plus fixée constante.

Au système d'équations de la section 3.3.1, on rajoute donc l'équation qui régit l'évolu-

A. Amplification spatiale de Rosenbluth dans le cas où SRS n'est pas couplée aux ondes acoustiques ioniques pour un profil linéaire de densité $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$ et une longueur $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$: prise en compte de la déplétion de l'onde laser

tion de l'onde laser et le système étudié devient :

$$\begin{aligned}
 \left(\partial_t + \nu_t + v_{g0} \partial_x + i \left\{ \frac{N_{hydro} - N_{e,ref}}{2} \right\} \right) E_0 &= -i \{ \nabla E_L \} \frac{E_R}{2\omega_R} \exp(-ik_{L,b}x) \\
 \left(\partial_t + \nu_t + v_{gR} \partial_x + i \left\{ \frac{N_{hydro} - N_{e,ref}}{2\omega_R} \right\} \right) E_R &= -i \{ \nabla E_L^* \} \frac{E_0}{2} \exp(ik_{L,b}x) \\
 \left(\partial_t + \nu_{cL} - i \left(\frac{3v_{the}^2}{2\omega_{pe,ref}} \right) \nabla^2 + i \left\{ \frac{N_{hydro} - N_{e,ref}}{2\sqrt{N_{e,ref}}} \right\} \right) E_L &= i \frac{N_{hydro}}{2\sqrt{N_{e,ref}}} \nabla \left[E_0 \frac{E_R^*}{\omega_R} \exp(ik_{L,b}x) \right]
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

Le gain de Rosenbluth (figure A.1 (D)) a été évalué en utilisant la formule 3.47 où l'éclairement laser $I\lambda^2 = 9 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ a été appliqué. Or, comme le montre la figure A.2, la déplétion de l'onde de pompe conduit à une diminution de l'intensité effective au point de résonance choisi, et le calcul du gain de Rosenbluth tel qu'il est représenté sur la figure A.1 (D) est donc faussé.

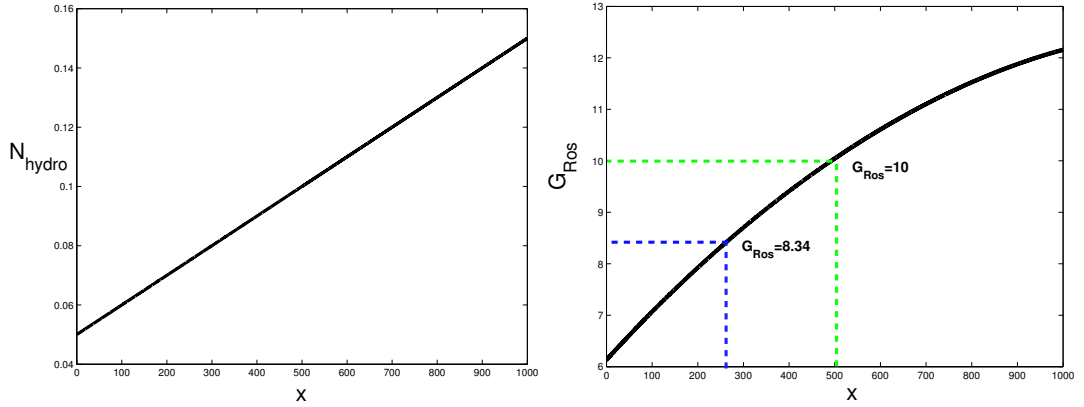


FIG. A.1.: profil de densité en fonction de l'espace (G) et facteur d'amplification de Rosenbluth en fonction de l'espace (D)

Cependant, il est possible de retrouver le résultat de Rosenbluth concernant l'amplification spatiale.

En effet, faisons le calcul pour la densité de référence $N_{e,ref} = 0.1n_c$ qui est placée au milieu du profil de densité linéaire (figure A.1 (G)).

La figure A.2 montre que pour un régime asymptotique atteint, à $t = 30000\omega_0^{-1}$, l'onde de pompe est telle qu'au point de résonance $x = 500 \frac{c}{\omega_0}$, le niveau d'amplitude de l'onde de pompe est $|E_0| = 0.914$.

En revenant sur la figure A.1 (D), on repère que $G_{Ros} \sim 10$ à $x = 500 \frac{c}{\omega_0}$. Mais la valeur réelle du gain, quand l'onde de pompe se déplete, est en réalité $G_{Ros}^{dep} = G_{Ros} \times |E_0|^2 = 8.35$

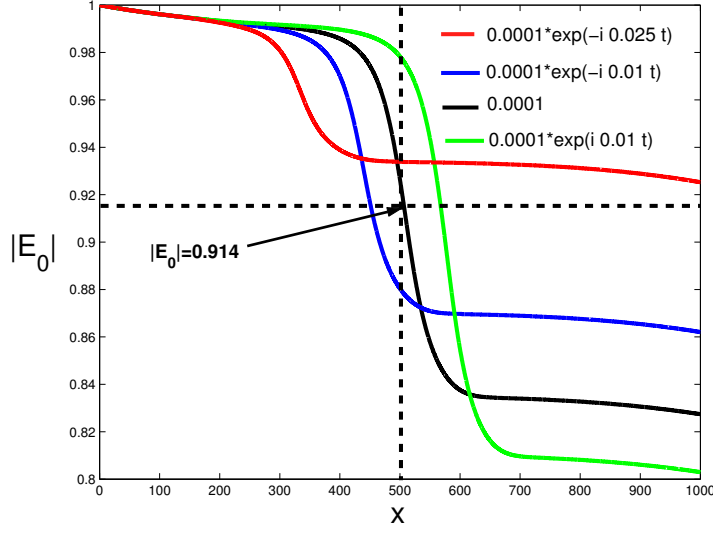


FIG. A.2.: *Amplification spatiale de Rosenbluth* : ondes incidentes en fonction de l'espace, à $t = 30000\omega_0^{-1}$, pour quatre points de résonance sélectionnés

puisque le facteur de gain de Rosenbluth est proportionnel à l'éclairement laser.

Etant donné qu'en bout de plasma, $|E_R(x = L)| = 10^{-4}$, la figure A.4 permet de vérifier qu'au point de résonance $x = 500 \frac{c}{\omega_0}$, l'onde s'amplifie bien selon $\exp G_{Ros}^{dep}$.

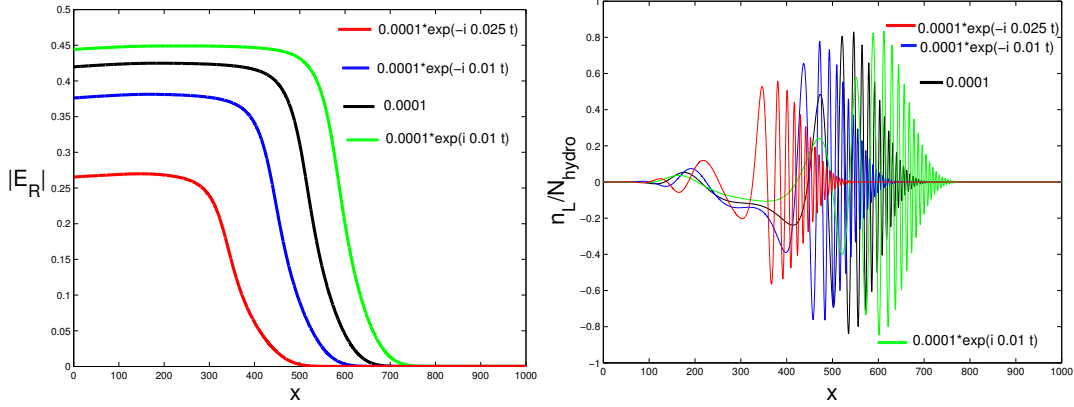


FIG. A.3.: *Amplification spatiale de Rosenbluth* : ondes rétrodiffusées (G) et ondes de Langmuir (D) en fonction de l'espace, à $t = 30000\omega_0^{-1}$, pour quatre points de résonance sélectionnés

A. Amplification spatiale de Rosenbluth dans le cas où SRS n'est pas couplée aux ondes acoustiques ioniques pour un profil linéaire de densité $N_{hydro} = [0.05, 0.15]n_c$ et une longueur $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$: prise en compte de la déplétion de l'onde laser

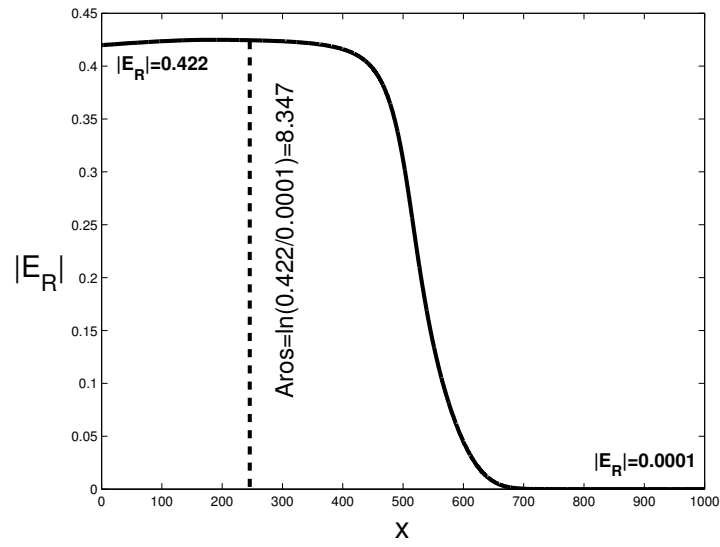


FIG. A.4.: *Amplification spatiale de Rosenbluth* : onde rétrodiffusée en fonction de l'espace, à $t = 30000\omega_0^{-1}$, pour la résonance sélectionnée au centre du plasma

B. Plasma homogène dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.12$: la cavitation, seule, à l'origine de la saturation de l'instabilité Raman

Cet annexe illustre les propos de ce manuscrit concernant la cavitation : ici pour $k_L \lambda_{De} = 0.12$. Il a servi de trame aux interprétations des résultats présentés lors du chapitre 4.

B.1. SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques ; prise en compte des amortissements physiques dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.12$ et $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$

Nous présentons l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée et de Langmuir sur différents temps.

Les paramètres physiques choisis pour les simulations numériques présentées sont les suivants :

- * $I\lambda^2 = 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $Z = 1$
- * $N_{hydro}(x) = N_{e,ref} = 0.2 n_c$
- * $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_c = 65 \frac{c}{\omega_0}$ (donc $L > L_c \Rightarrow$ système instable), $T = [0 : 50000] \omega_0^{-1}$
- * $k_0 = 0.89 \frac{\omega_0}{c}$, $k_R = 0.32 \frac{\omega_0}{c}$, $k_L = 1.22 \frac{\omega_0}{c}$
- * $k_L \lambda_{De} = 0.12$, $\nu_t \sim 1.4 \times 10^{-5} \omega_0$, $\nu_{cL} \sim 3.8 \times 10^{-5} \omega_0$
- * $v_{g0} = 0.89c$, $v_{gR} = 0.59c$, $v_{gL} = 0.016c$, $v_{the} = 0.044c$, $c_s = 0.0012c$
- * $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 2 \times 10^{11} W \mu m^2 / cm^2$

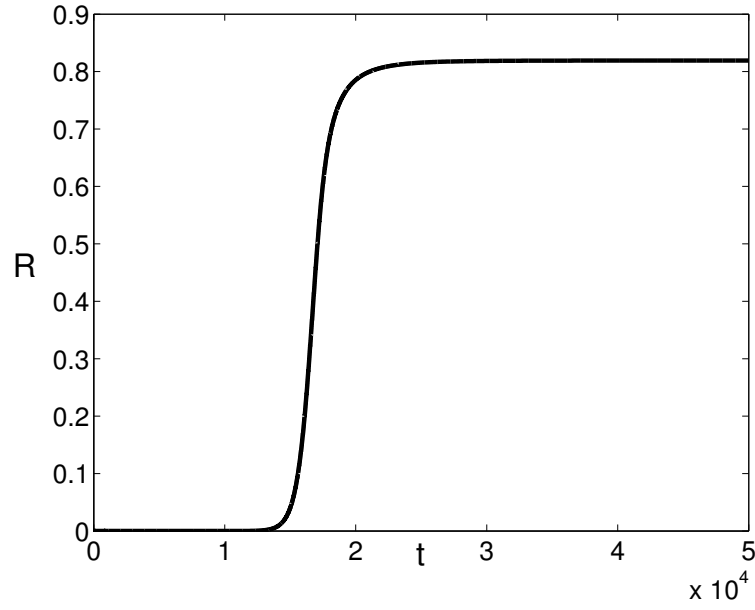


FIG. B.1.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : réflectivité en fonction du temps pour $T = [0 : 80000]\omega_0^{-1}$

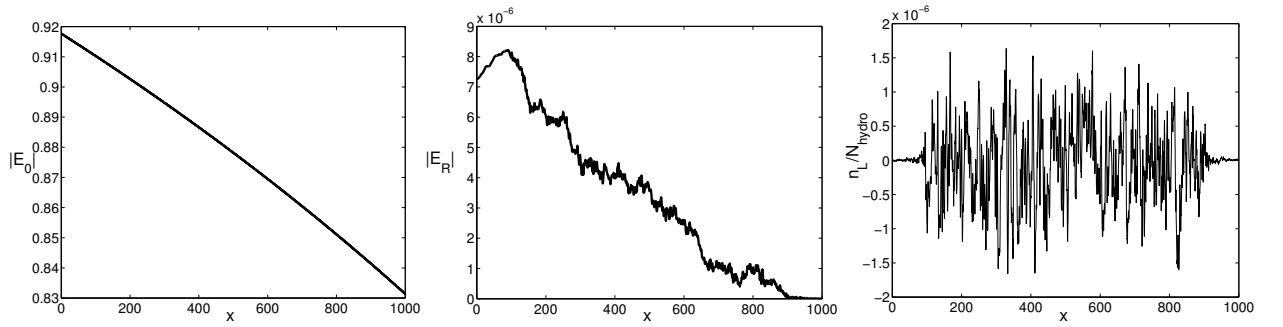


FIG. B.2.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde incidente (G), onde rétro-diffusée (C) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 5000\omega_0^{-1}$

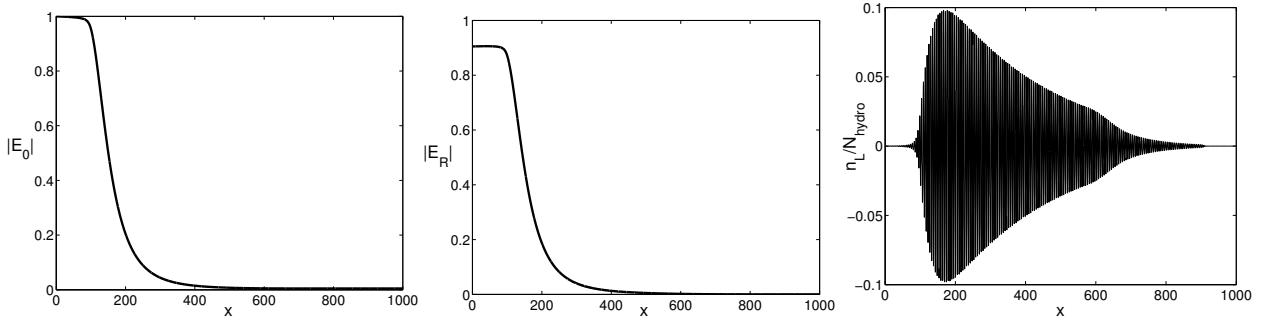


FIG. B.3.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores* : onde incidente (G), onde rétro-diffusée (C) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 50000\omega_0^{-1}$

B.2. Saturation de SRS par couplage avec les ondes sonores : Langmuir Decay Instability (LDI) puis cavitation ou cavitation uniquement ? Prise en compte des amortissements physiques dans le cas $k_L \lambda_{De} = 0.12$ et $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$

Nous présentons maintenant l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée, de Langmuir et sonore sur différents temps.

* **Cas étudié** : semblable au cas de la section précédente avec $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$

Les paramètres physiques choisis pour les simulations numériques présentées sont les suivants :

- * $I\lambda^2 = 10^{14} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $Z = 1$, $\frac{ZT_e}{T_i} = 10$
- * $N_{hydro}(x) = N_{e,ref} = 0.2 n_c$
- * $L = 1000 \frac{c}{\omega_0}$, $L_c = 65 \frac{c}{\omega_0}$ (donc $L > L_c \Rightarrow$ système instable), $T = [0 : 50000] \omega_0^{-1}$
- * $k_0 = 0.89 \frac{\omega_0}{c}$, $k_R = 0.32 \frac{\omega_0}{c}$, $k_L = 1.22 \frac{\omega_0}{c}$, $k^* = 0.15 \frac{\omega_0}{c}$
- * $k_L \lambda_{De} = 0.12$, $\nu_t \sim 1.4 \times 10^{-5} \omega_0$, $\nu_{cL} \sim 3.8 \times 10^{-5} \omega_0$, $\frac{\nu_s}{\omega_s} = 0.04$
- * $v_{g0} = 0.89c$, $v_{gR} = 0.59c$, $v_{gL} = 0.016c$, $v_{the} = 0.044c$, $c_s = 0.0012c$
- * $(I\lambda^2)_{seuilabsoluSRS} \sim 2 \times 10^{11} W \mu m^2 / cm^2$

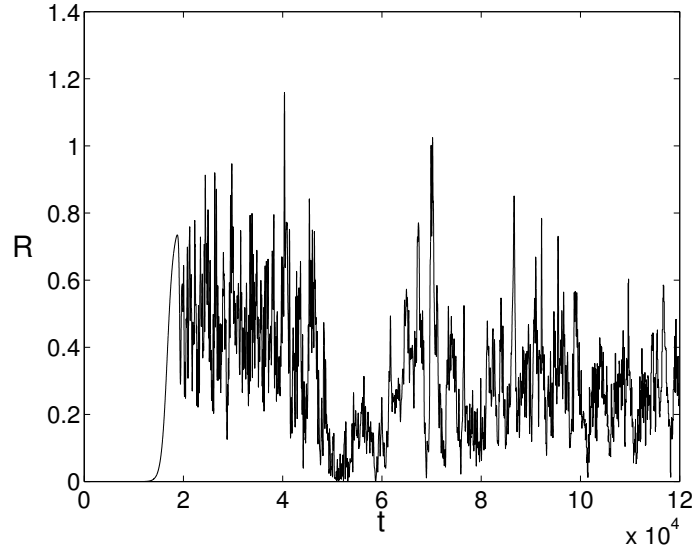


FIG. B.4.: *SRS couplée aux ondes sonores* : réflectivité en fonction du temps pour $T = [0 : 120000] \omega_0^{-1}$

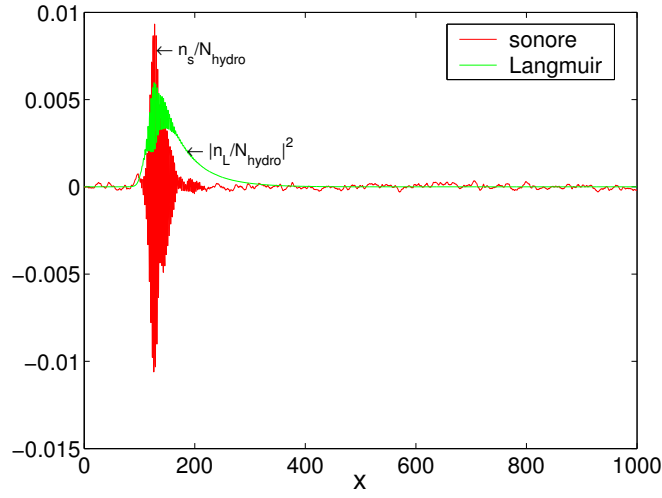


FIG. B.5.: *SRS couplée aux ondes sonores* : ondes sonore et de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 18500\omega_0^{-1}$

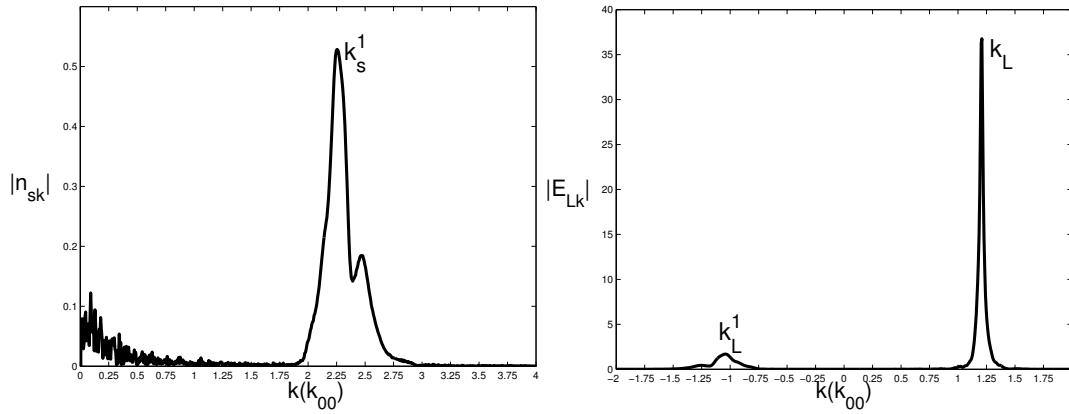


FIG. B.6.: *cascade LDI* : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 18500\omega_0^{-1}$

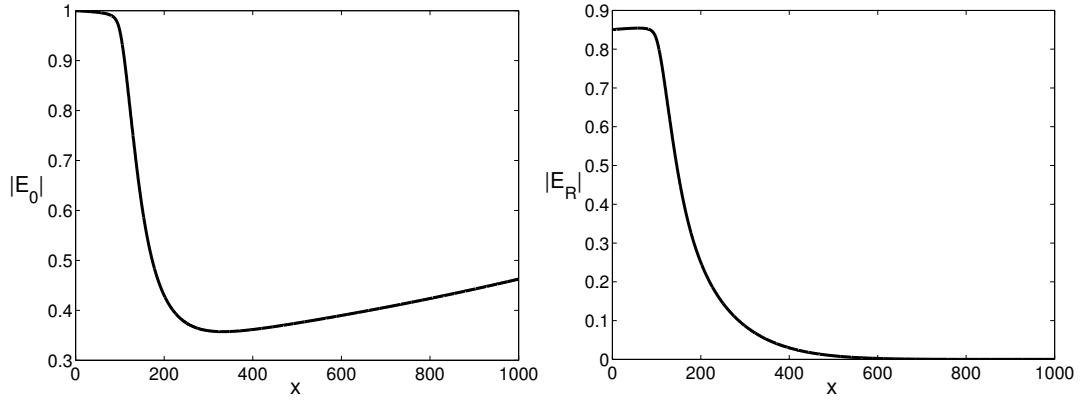


FIG. B.7.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 18500\omega_0^{-1}$

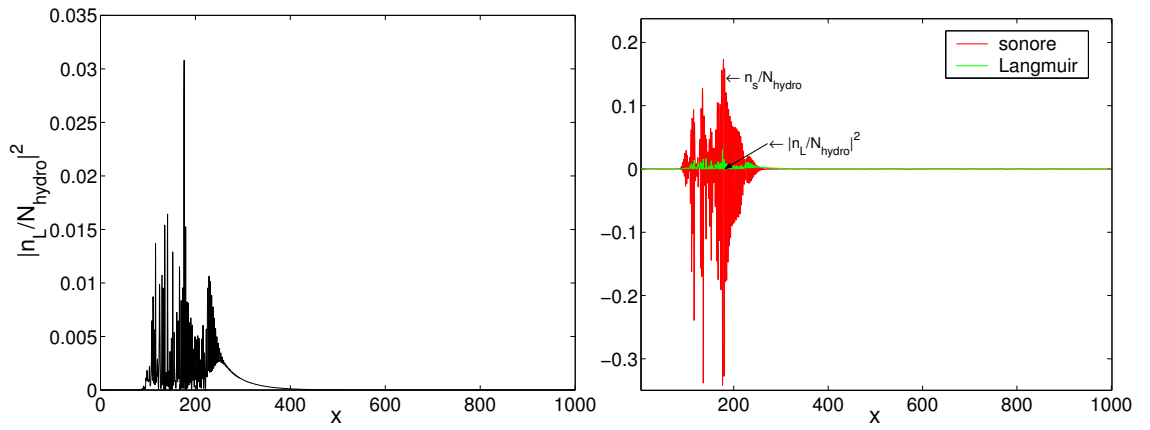


FIG. B.8.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde de Langmuir (G) puis ondes sonore et de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 21000\omega_0^{-1}$

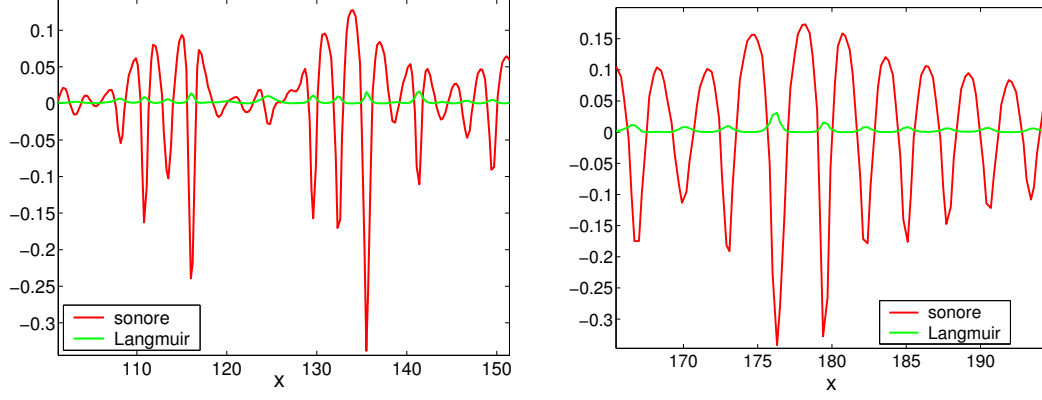


FIG. B.9.: *SRS couplée aux ondes sonores* : zoom sur $L = [100 : 152] \frac{c}{\omega_0}$ (G) et $L = [160 : 200] \frac{c}{\omega_0}$ (D) des ondes sonore et de Langmuir à $t = 21000\omega_0^{-1}$

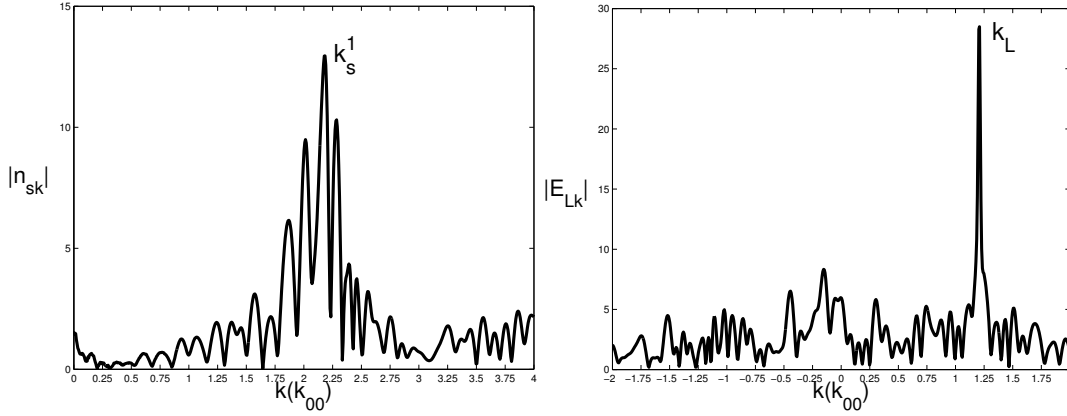


FIG. B.10.: *cascade LDI* : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 21000\omega_0^{-1}$

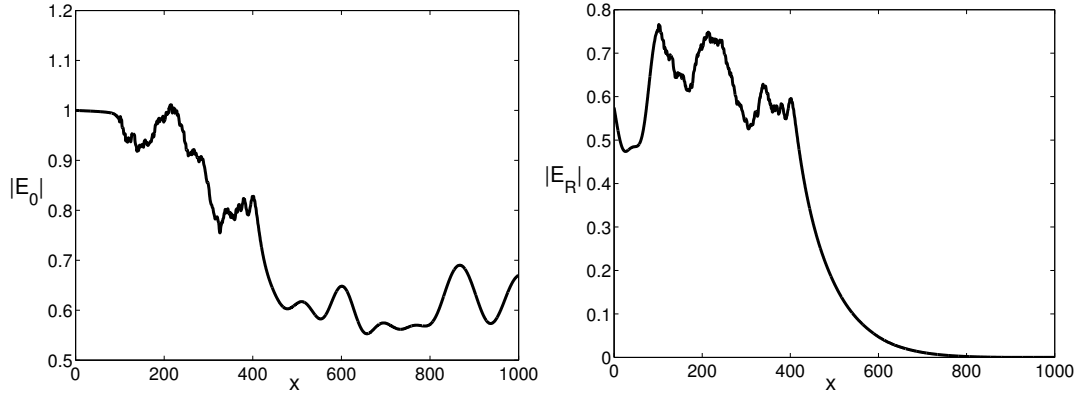


FIG. B.11.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 21000\omega_0^{-1}$

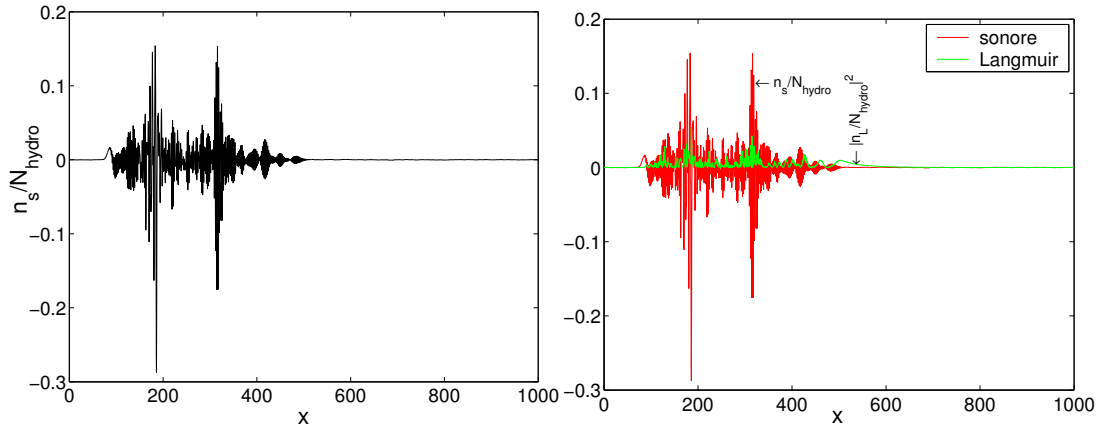


FIG. B.12.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde de Langmuir (G) puis ondes sonore et de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 35000\omega_0^{-1}$

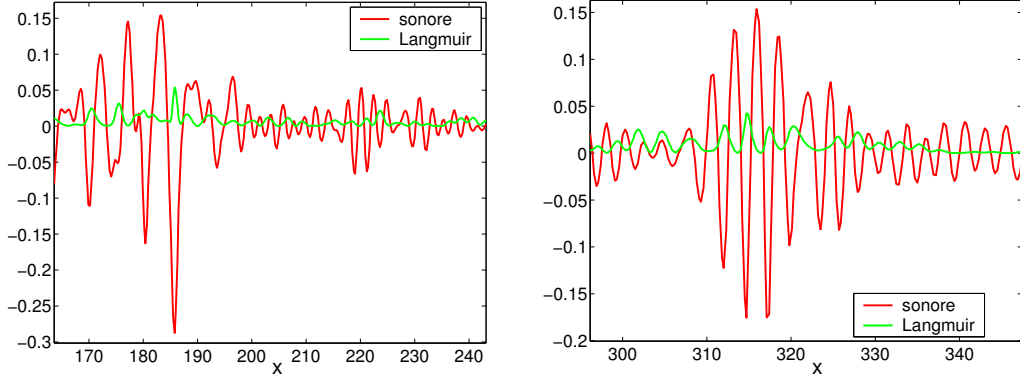


FIG. B.13.: *SRS couplée aux ondes sonores* : zoom sur $L = [160 : 245] \frac{c}{\omega_0}$ (G) et $L = [295 : 347] \frac{c}{\omega_0}$ (D) des ondes sonore et de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 35000 \omega_0^{-1}$

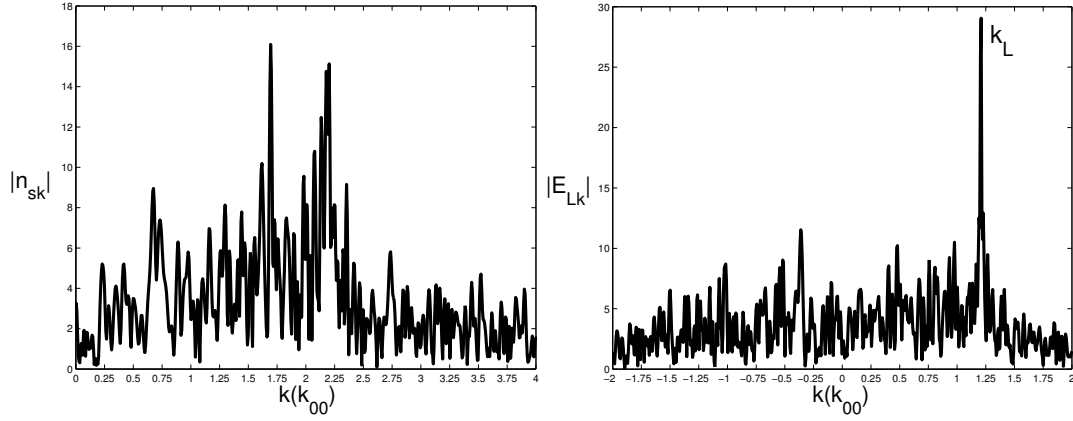


FIG. B.14.: *cascade LDI* : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 35000 \omega_0^{-1}$

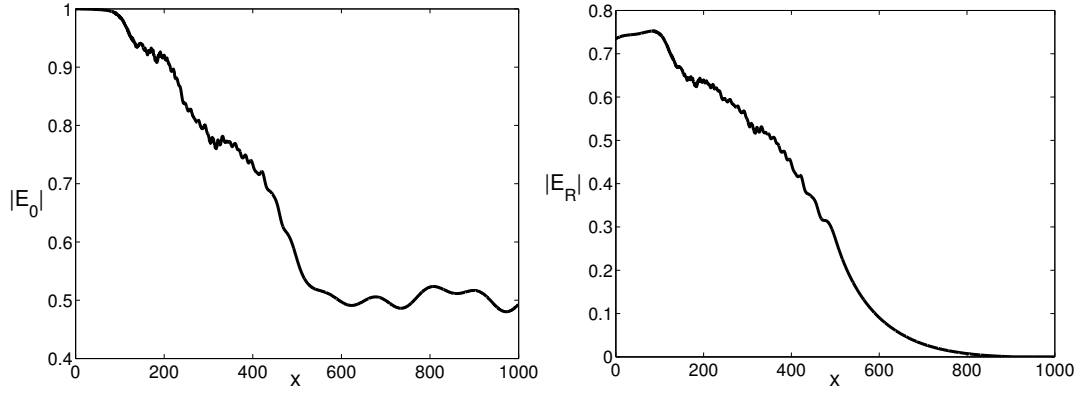


FIG. B.15.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 35000\omega_0^{-1}$

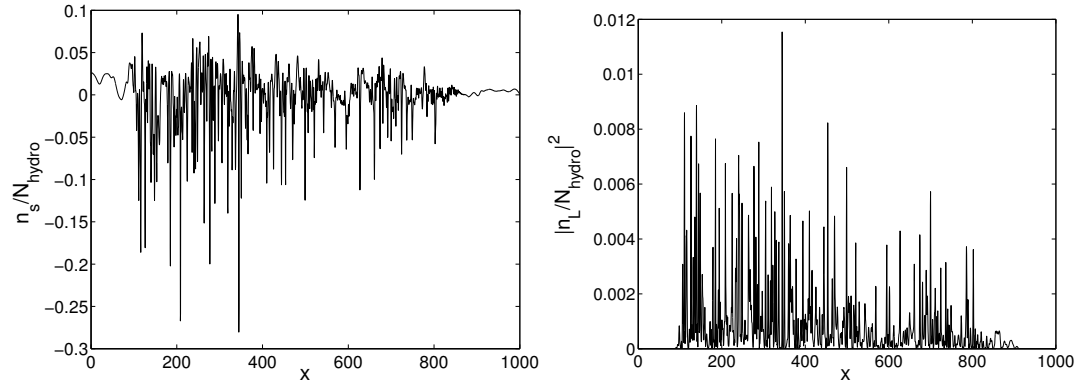


FIG. B.16.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace à $t = 120000\omega_0^{-1}$

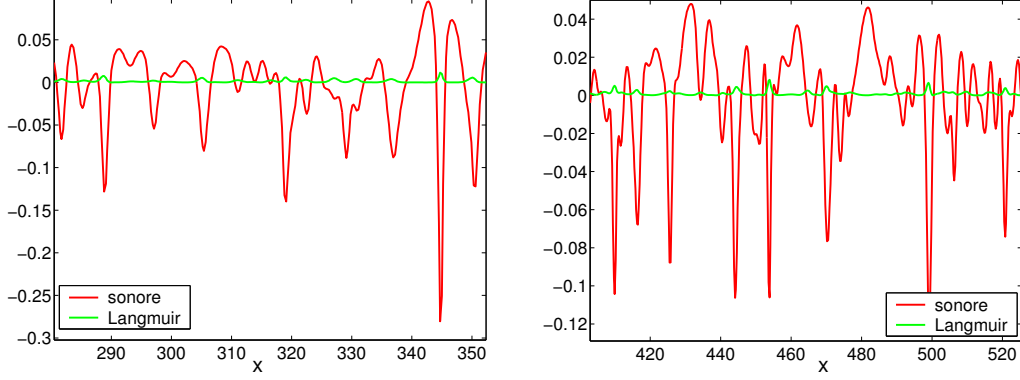


FIG. B.17.: *SRS couplée aux ondes sonores* : zoom sur $L = [280 : 353] \frac{c}{\omega_0}$ (G) et $L = [410 : 525] \frac{c}{\omega_0}$ (D) des ondes sonore et de Langmuir en fonction de l'espace à $t = 120000 \omega_0^{-1}$

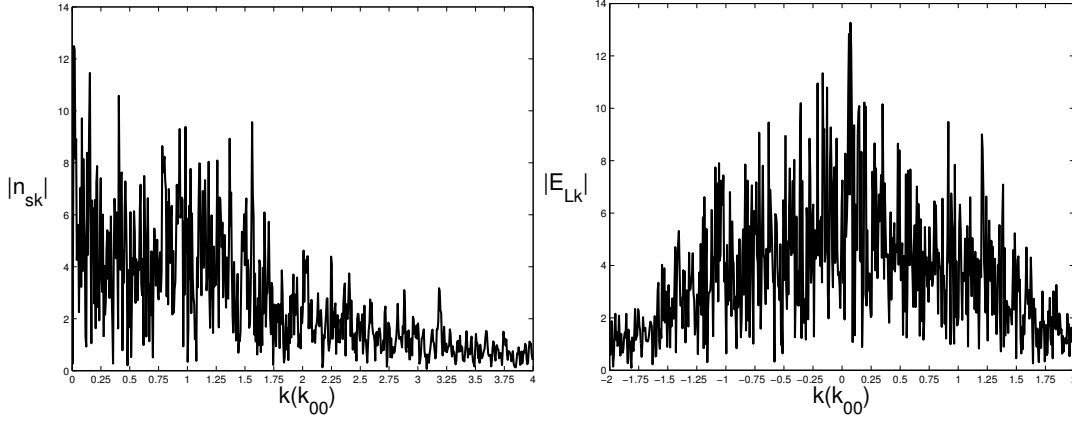


FIG. B.18.: *cascade LDI* : spectre de Fourier de l'onde sonore (G) et de l'onde de Langmuir (D) à $t = 120000 \omega_0^{-1}$

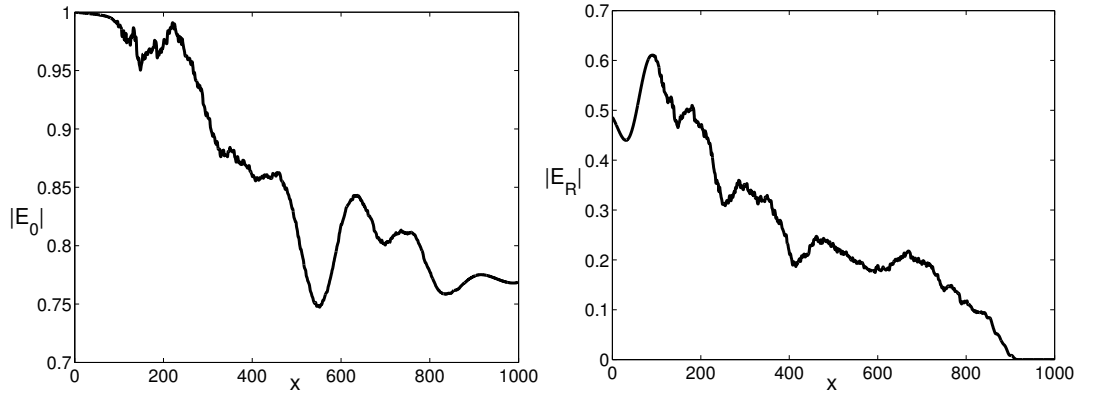


FIG. B.19.: *SRS couplée aux ondes sonores* : onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace à $t = 120000\omega_0^{-1}$

C. SRS seule et couplée aux ondes sonores pour un facteur de gain de Rosenbluth G_{Ros} tel que $(G_{Ros} < 6)$

Cet annexe illustre la partie 5.2.2 du manuscrit concernant l'inflation de la réflectivité Raman provoquée par l'instabilité LDI

Pour les simulations présentées, et selon la théorie et les explications données en section 3, la fonction porte fp (cf. l'expression 3.80) a été ajoutée suivant la longueur longitudinale L_x de plasma simulé selon :

$$fp(x) = \frac{1}{2} \left\{ \tanh \left[\frac{x - 3\alpha L_x}{\alpha} \right] - \tanh \left[\frac{x - L_x(1 - 3\alpha)}{\alpha} \right] \right\} \quad (C.1)$$

avec $\alpha = 0.025$

La représentation graphique de la fonction fp en fonction de l'espace est la suivante :

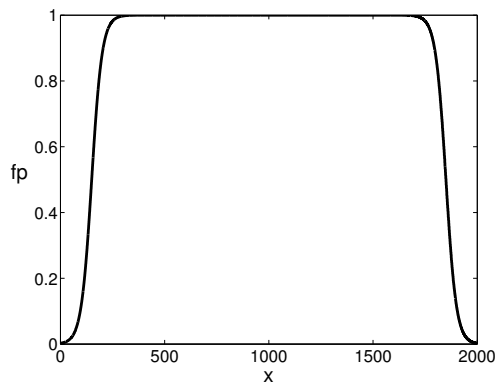


FIG. C.1.: fonction fp en fonction de l'espace pour un domaine de simulation $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$

C. SRS seule et couplée aux ondes sonores pour un facteur de gain de Rosenbluth G_{Ros} tel que

$$(G_{Ros} < 6)$$

C.1. SRS sans couplage avec les ondes acoustiques ioniques pour un profil de densité

$N_{hydro} = [0.005, 0.23]n_c$, un éclairage laser
 $I\lambda^2 = 3.5 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et une longueur de
 plasma $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$

Nous présentons l'évolution de l'onde incidente, rétrodiffusée et de l'onde de Langmuir au temps $t = 100000\omega_0^{-1}$.

Les paramètres physiques choisis pour les simulations numériques présentées sont les suivants :

- * $I\lambda^2 = 3.5 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $Z=1$
- * $N_{hydro} = [0.005, 0.2]n_c$, $N_{e,ref} = 0.12n_c$
- * $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$, $T = [0 : 100000]\omega_0^{-1}$
- * $k_L \lambda_{De} = 0.39$ pour $N_{hydro}(300) = 0.04n_c$
- * $k_L \lambda_{De} = 0.12$ pour $N_{hydro}(1700) = 0.2n_c$

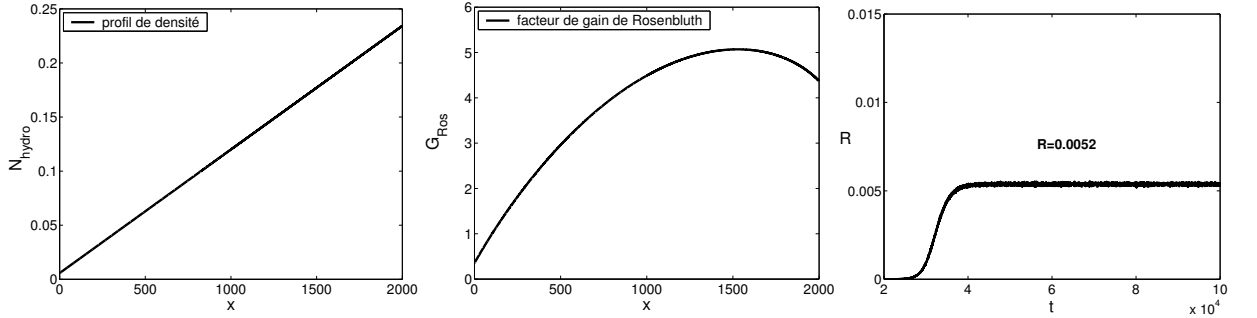


FIG. C.2.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $G_{Ros} < 6$* : profil de densité en fonction de l'espace (A), gain de Rosenbluth en fonction de l'espace (B) et réflectivité en fonction du temps (C)

C.2. Inflation de la réflectivité Raman quand SRS est couplée aux ondes sonores pour un profil de densité $N_{hydro} = [0.005, 0.23]n_c$, un éclairement laser $I\lambda^2 = 3.5 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et une longueur de plasma $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$

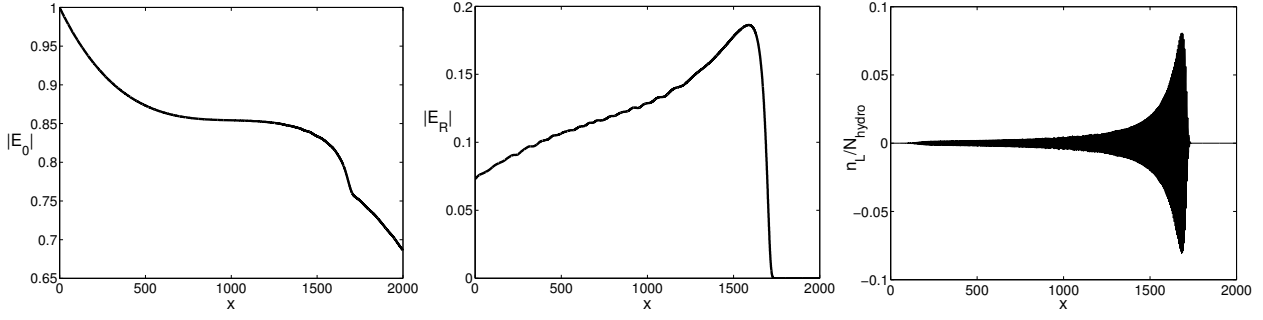


FIG. C.3.: *SRS sans couplage avec les ondes sonores pour $G_{Ros} < 6$: onde incidente (G), onde rétrodiffusée (C) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace pour $t = 100000\omega_0^{-1}$*

C.2. Inflation de la réflectivité Raman quand SRS est couplée aux ondes sonores pour un profil de densité $N_{hydro} = [0.005, 0.23]n_c$, un éclairement laser $I\lambda^2 = 3.5 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et une longueur de plasma $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$

Nous présentons l'évolution de l'onde incidente et rétrodiffusée, de l'onde de Langmuir et de l'onde sonore au temps $t = 100000\omega_0^{-1}$.

Les paramètres physiques choisis pour les simulations numériques présentées sont équivalents à ceux de la partie précédente :

- * $I\lambda^2 = 3.5 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$, $T_e = 1 KeV$, $T_i = 0.1 KeV$, $Z = 1$
- * $N_{hydro} = [0.005, 0.2]n_c$, $N_{e,ref} = 0.12n_c$
- * $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$, $T = [0 : 100000]\omega_0^{-1}$
- * $k_L \lambda_{De} = 0.39$ pour $N_{hydro}(300) = 0.04n_c$
- * $k_L \lambda_{De} = 0.12$ pour $N_{hydro}(1700) = 0.2n_c$

C. SRS seule et couplée aux ondes sonores pour un facteur de gain de Rosenbluth G_{Ros} tel que $(G_{Ros} < 6)$

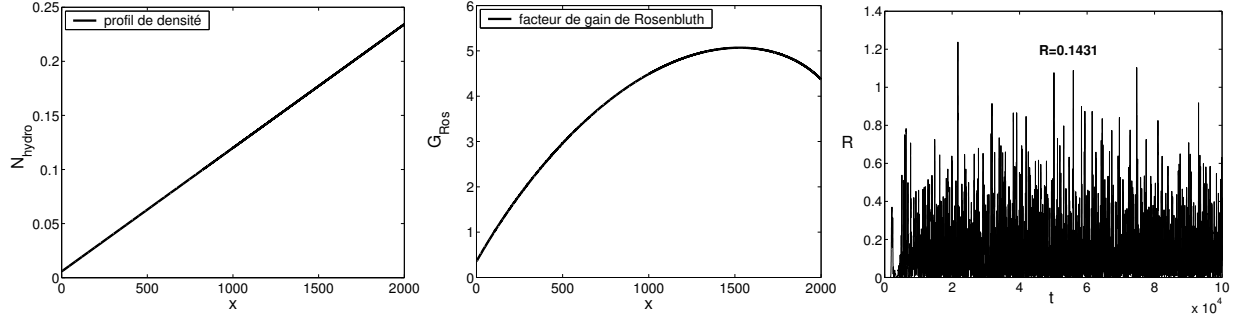


FIG. C.4.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $G_{Ros} < 6$: profil de densité en fonction de l'espace (G), gain de Rosenbluth en fonction de l'espace (C) et réflectivité en fonction du temps (D)*

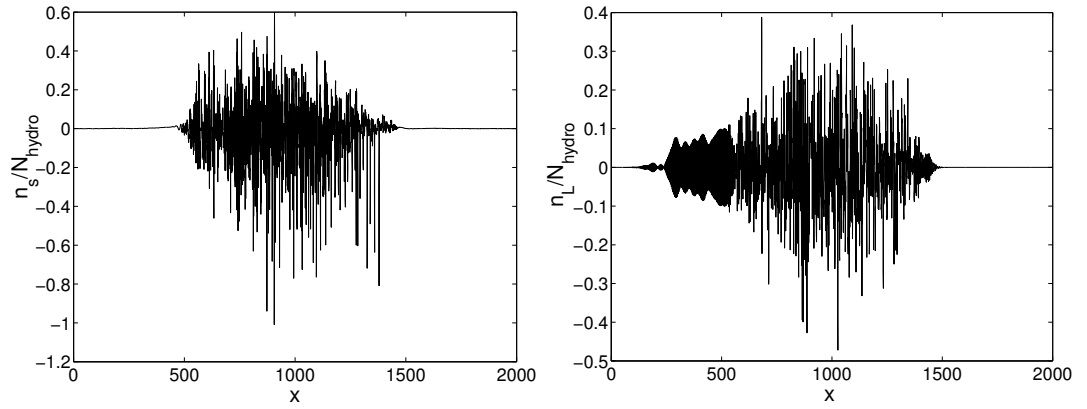


FIG. C.5.: *SRS couplée aux ondes sonores pour $G_{Ros} < 6$: onde sonore (G) et onde de Langmuir (D) en fonction de l'espace pour $t = 100000\omega_0^{-1}$*

C.2. Inflation de la réflectivité Raman quand SRS est couplée aux ondes sonores pour un profil de densité $N_{hydro} = [0.005, 0.23]n_c$, un éclairage laser $I\lambda^2 = 3.5 \times 10^{15} W \mu m^2 / cm^2$ et une longueur de plasma $L = 2000 \frac{c}{\omega_0}$

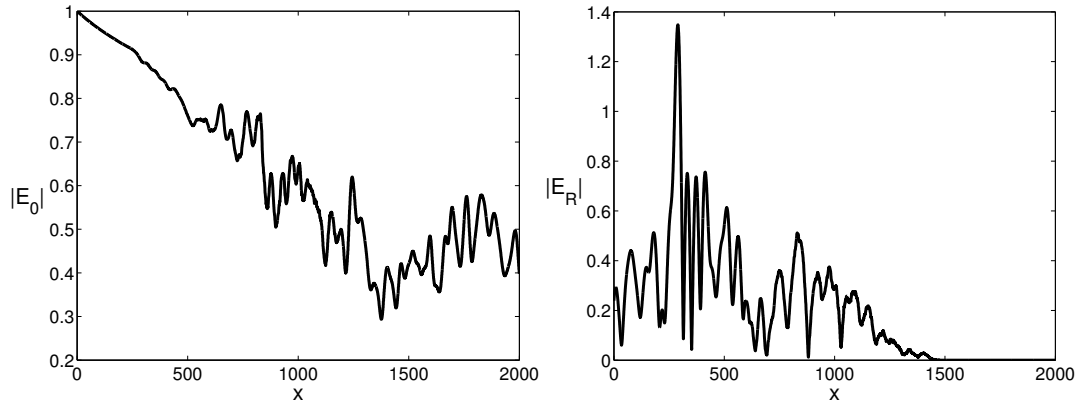


FIG. C.6.: *SRS* couplée aux ondes sonores pour $G_{Ros} < 6$: onde incidente (G) et onde rétrodiffusée (D) en fonction de l'espace pour $t = 100000\omega_0^{-1}$

D. Conférences et Publications

D.1. Conférences internationales avec exposé oral de mes travaux - Invitations - Ecoles d'été

Année 2006 :

- ♣ Séminaire au Los Alamos National Laboratory : Nouveau-Mexique, novembre 2006
- ♣ Séminaire à l'Université de Californie à Los Angeles : Californie, novembre 2006
- ♣ Anomalous Absorption Conference : Jackson Hole (USA), juin 2006

Année 2005 :

- ♣ Invité par le Lawrence Livermore National Laboratory à assister à l'American Physical Society Conference : Denver, novembre 2005
- ♣ "Guest Participating" au Lawrence Livermore National Laboratory : Californie, 1er août - 31 octobre 2005
- ♣ High Energy Density Physics Summer School : Berkeley, juillet 2005
- ♣ Anomalous Absorption Conference : Puerto Rico (USA), juin 2005

Année 2004 :

- ♣ Culham Summer School : Oxford, juillet 2004

D.2. Liste des publications en cours de rédaction et en projet

Liste des publications en cours de rédaction :

* Absolute Stimulated Raman Backscattering excited by Controlled Density Perturbations in Inhomogeneous Laser-Produced Plasmas
S. Depierreux, C. Labaune, K. Lewis, H.C. Bandulet
D. Pesme, Th. Fouquet, M. Casanova
en cours d'écriture pour *Physical Review Letters*

Liste des publications en projet :

* Physical parameters controlling the nonlinear evolution of SRS in a homogeneous plasma
Th. Fouquet, J.C Adam, A. Héron, S. Hüller, D. Pesme, C. Riconda
en projet pour *Physics of Plasmas*

* Kinetic effects and restricted validity domain of the fluid description to model the nonlinear evolution of SRS
Th. Fouquet, J.C Adam, A. Héron, S. Hüller, D. Pesme, C. Riconda
en projet pour *Physical Review Letters*

* SRS activity increase caused by LDI in an inhomogeneous plasma
Th. Fouquet, S. Hüller, D. Pesme, C. Riconda
en projet pour *Physical Review Letters*

Bibliographie

- [1] L. Bergé, G. Bonnaud, M. Casanova, R. Dautray, C. Labaune, G. Laval, D. Pesme, J. P. Watteau *La Fusion Thermonucléaire Inertielle par Laser CEA, Série Synthèses* (Vol. 1, Eyrolles), 1993
- [2] D. F. DuBois, M. V. Goldman, *Phys. Rev. Lett.* **14** (544), 1965
- [3] R. G. Watt, R. D. Brooks, Z. A. Pietrzyk, *Phys. Rev. Lett.* **41** (170), 1978
- [4] C. J. Walsh, D. M. Villeneuve, H. A. Baldis, *Phys. Rev. Lett.* **53** (1445), 1984
- [5] R. P. Drake, R. E. Turner, B. F. Lasinski, K. G. Estabrook, E. M. Campbell, C. L. Wang, D. W. Phillion, E. A. Williams, W. L. Kruer, *Phys. Rev. Lett.* **53** (1739), 1984
- [6] R. P. Drake, E. A. Williams, P. E. Young, K. Estabrook, W. L. Kruer, H. A. Baldis, T. W. Johnston, *Phys. Rev. Lett.* **60** (1018), 1988
- [7] B. J. MacGowan, B. B. Afeyan, C. A. Back, R. L. Berger, G. Bonnaud, M. Casanova, B. I. Cohen, D. E. Desenne, D. F. DuBois, A. G. Dulieu, K. G. Estabrook, J. C. Fernandez, S. H. Glenzer, D. E. Hinkel, T. B. Kaiser, D. H. Kalantar, R. L. Kauffman, R. K. Kirkwood, W. L. Kruer, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, D. S. Montgomery, J. D. Moody, D. H. Munro, L. V. Powers, H. A. Rose, C. Rousseaux, R. E. Turner, B. h. Wilde, S. C. Wilks, E. A. Williams, *Phys. Plasmas* **3** (5), 1996
- [8] S. Depierreux, J. Fuchs, C. Labaune, A. Michard, H. A. Baldis, D. Pesme, S. Hüller, G. Laval, *Phys. Rev. Lett.* **84** (13), 2000
- [9] K. L. Baker, R. P. Drake, B. S. Bauer, K. G. Estabrook, A. M. Rubenchik, C. Labaune, H. A. Baldis, N. Renard, S. D. Baton, E. Schifano, A. Michard, W. Seka, R. E. Bahr *Phys. Plasmas* **4** (8), 1997
- [10] C. Labaune, H. A. Baldis, N. Renard, E. Schifano, A. Michard *Phys. Plasmas* **4** (2), 1997
- [11] C. Labaune, H. A. Baldis, B. S. Bauer, V. T. Tikhonchuk, G. Laval, *Phys. Plasmas* **5** (234), 1998
- [12] R. K. Kirkwood, D. S. Montgomery, B. B. Afeyan, J. D. Moody, B. J. MacGowan, C. Joshi, K. B. Wharton, S. H. Glenzer, E. A. Williams, P. E. Young, W. L. Krüer, K. G. Estabrook, R. L. Berger, *Phys. Rev. Lett.* **83** (15), 1999
- [13] J. C. Fernandez, J. A. Cobble, B. H. Failor, D. F. DuBois, D. S. Montgomery, H. A. Rose, H. X. Vu, B. H. Wilde, M. D. Wilke, R. E. Chrien, *Phys. Rev. Lett.* **79** (13), 1996

- [14] S. J. Karttunen, *Phys. Rev. A* **23** (4), 1981
- [15] J. A. Heikkinen, S. J. Karttunen, *Phys. Fluids* **29** (4), 1986
- [16] D. F. DuBois, H. A. Rose, in *Nonlinear and Chaotic Phenomena in Plasmas, Solids and Fluids*, Proceedings of the CAP-NSERC Summer Institute in Theoretical Physics, Edmonton, Canada, 1990, edited by W. Rozmus and J. A. Tuszynski (Word Scientific, Singapore, 1991), p/ 266
- [17] V. E. Zakharov, *Sov. Phys. JETP* **35** (908), 1972
- [18] C. H. Aldrich, B. Bezzerides, D. F. DuBois, H. A. Rose, *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion* **10** (1), 1986
- [19] W. Rozmus, R. P. Sharma, J. C. Samson, W. Tighe, *Phys. Fluids* **30** (3181), 1987
- [20] H. A. Rose, D. F. DuBois, B. Bezzerides, *Phys. Rev. Lett.* **58** (24), 1987
- [21] T. Kolber, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, *Phys. Fluids B* **5** (1), 1993
- [22] B. Bezzerides, D. F. DuBois, H. A. Rose, *Phys. Rev. Lett.* **70** (17), 1993
- [23] D. F. DuBois, H. A. Rose, D. Russel, *Phys. Rev. Lett.* **66** (15), 1991
- [24] T. Kolber, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, Ph. Mounaix, D. Pesme, *Phys. Rev. Lett.* **70** (12), 1993
- [25] D. A. Russel, D. F. Dubois, H. A. Rose, *Phys. Plasmas* **6** (4), 1999
- [26] H. A. Rose, *Phys. Plasmas* **5** (11), 1998
- [27] G. Bonnaud, D. Pesme, *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena* **8**, 1987
- [28] G. Bonnaud, D. Pesme, R. Pellat *Phys. Fluids B* **2** (7), 1990
- [29] G. Bonnaud, *Etude Théorique du Comportement Electrodynamique d'un Plasma* **Rapport CEA-R-5477**, 1989
- [30] G. Bonnaud, *Thèse d'état Université Paris-Sud*, 1989
- [31] K. Y. Sanbonmatsu, H. X. Vu, D. F. DuBois, B. Bezzerides, *Phys. Rev. Lett* **82** (5), 1999
- [32] K. Y. Sanbonmatsu, H. X. Vu, B. Bezzerides, D. F. DuBois, *Phys. Plasmas* **7** (5), 2000
- [33] M. Casanova, *Laser and Particle Beams* **Vol. 7** (1), 1989
- [34] H. X. Vu, D. F. DuBois, B. Bezzerides, *Phys. Plasmas* **9** (5), 2002
- [35] H. A. Rose, *Phys. Plasmas* **10** (5), 2003
- [36] T. M. O'Neil, *Phys. Fluids* **8** (2255), 1965
- [37] G. J. Morales, T. M. O'Neil, *Phys. Rev. Lett.* **28** (417), 1972
- [38] G. Bonnaud, *Laser and Particle Beams* **5** (1, pp 101-114), 1987
- [39] G. Bonnaud, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **29** (5, pp 573-588), 1987

- [40] L. Yin, W. Daughton, B. J. Albright, K. J. Bowers, D. S. Montgomery, J. L. Kline, J. C. Fernandez, Q. Roper, *Phys. Plasmas* **13**, 2006
- [41] J. L. Kline, D. S. Montgomery, B. Bezzerides, J. A. Cobble, D. F. DuBois, R. P. Johnson, H. A. Rose, L. Yin, H. X. Vu, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 2005
- [42] M. Albrecht-Marc, *Thèse de doctorat Université Henri Poincaré, Nancy*, 2005
- [43] A. Salcedo, R. J. Focia, A. K. Ram, A. Bers, *Nucl. Fusion* **43** (pp. 1759-1770), 2003
- [44] D. J. Strozzi, M. M. Shoucri, A. Bers, *Elsevier Science*, 2003
- [45] M. N. Rosenbluth, *Phys. Rev. Lett.* **29** (9), 1972
- [46] R. White, P. Kaw, D. Pesme, M. N. Rosenbluth, G. Laval, R. Huff, R. Varma, *Nuclear Fusion* **14**, 1974
- [47] G. Picard, T. W. Johnston, *Phys. Rev. Lett.* **E. 51** (7), 1983
- [48] G. Picard et T. W. Johnston, *Phys. Fluids* **28** (3), 1984
- [49] C. S. Liu, M. N. Rosenbluth, R. B. White, *Phys. Rev. Lett.* **31** (11), 1973
- [50] C. S. Liu, M. N. Rosenbluth, R. B. White, *Phys. Fluids* **17** (6), 1974
- [51] D. R. Nicholson, A. N. Kaufman, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1207), 1974
- [52] D. R. Nicholson, *Phys. Fluids* **19** (889), 1976
- [53] Ph. Mounaix, M. Casanova, D. Pesme, *Phys. Plasmas* **4** (2658), 1997
- [54] R. P. Drake, S. H. Batha, *Phys. Rev. Lett.* **28** (417), 1972
- [55] V. T. Tikhonchuk, Ph. Mounaix, D. Pesme, *Phys. Plasmas* **4** (7), 1997
- [56] D. F. Dubois, A. Hansen, H. A. Rose, D. Russel, *Phys. Fluids* **B 5** (7), 1992
- [57] J. G. Wang, G. L. Payne, D. F. DuBois, H. A. Rose, *Phys. Plasmas* **1** (8), 1994
- [58] H. A. Rose, D. A. Russel, *Phys. Plasmas* **8** (11), 2001
- [59] J. G. Wang, G. L. Payne, D. F. DuBois, H. A. Rose, *Phys. Plasmas* **3** (1), 1996
- [60] H. A. Rose, D. F. DuBois, *Phys. Fluids* **B 5** (2), 1993
- [61] S. Hüller, P. E. Masson-Laborde, D. Pesme, M. Casanova, F. Detering, A. Maximov, *Phys. Plasmas* **13**, 2006
- [62] J. Garnier, L. Videau, C. Gouédard, A. Migus, *Rapport LULI*, 1997
- [63] H. A. Rose, *Phys. Plasmas*, **6** (2), 1999
- [64] J. Garnier, *Phys. Plasmas* **6** (5), 1999
- [65] Investigations numériques réalisées par J. C. Adam et A. Héron, au Centre de Physique Théorique de l'École Polytechnique, via un code PIC monodimensionnel